

**Titre:** Dispositifs tout-fibre pour le démultiplexage en longueur d'onde  
Title:

**Auteur:** Lilian Martineau  
Author:

**Date:** 1997

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Martineau, L. (1997). Dispositifs tout-fibre pour le démultiplexage en longueur d'onde [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.  
Citation: <https://publications.polymtl.ca/6687/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/6687/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de  
recherche:**  
Advisors:

**Programme:** Non spécifié  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

DISPOSITIFS TOUT-FIBRE POUR LE DÉMULTIPLEXAGE  
EN LONGUEUR D'ONDE

LILIAN MARTINEAU  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE PHYSIQUE)  
AVRIL 1997



National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions et  
services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file Votre référence*

*Our file Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-33160-1

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire est intitulé :

**DISPOSITIFS TOUT-FIBRE POUR LE DÉMULTIPLEXAGE EN  
LONGUEUR D'ONDE**

Présenté par : MARTINEAU Lilian

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MACIEJKO Romain, Ph. D, président.

Mme LACROIX Suzanne, Ph. D, membre et directrice de recherche.

M. BURES Jacques, Ph. D, membre et codirecteur de recherche.

M. GONTHIER François, Ph. D, membre.

Je dédie ce mémoire à mon frère Yvan Martineau ainsi qu'à mes parents Auguste et Liliane Martineau, mais surtout à ma femme Anicée Dumas qui a su se surpasser dans les moments difficiles.

## REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier en premier lieu Madame Suzanne Lacroix et Monsieur Jacques Bures, ma directrice et mon codirecteur de maîtrise, pour leur aide et leur expertise tout au long de cette maîtrise. Je remercie aussi François Gonthier pour ses conseils et idées pour la réalisation de nombreux composants, Xavier Daxhelet pour ses nombreuses simulations et pour avoir eu la patience de répondre à toutes mes questions, Nicolas Godbout pour m'avoir initié aux mesures de profil d'indice, Denis Ricard pour son aide technique sans laquelle les manipulations auraient été beaucoup plus difficiles et Yvon Lemire pour les nombreuses pièces mécaniques qu'il m'a aidé à réaliser et qu'il a fabriquées. Je remercie aussi Arnaud Symon, René Ghosh et Damien Stryckman pour leur support moral.

Je tiens aussi à remercier l'unité de réseaux photoniques d'AAR (Alcatel Alsthom Recherche) pour leur confiance tout au long de ce travail et plus particulièrement Fatima Bakhti pour les résultats qu'elle m'a communiqués. Je dois aussi remercier Canstar, une ancienne filiale de Alcatel Cable Canada, pour leur support financier qui m'a aidé à effectuer ma recherche tout au long de cette maîtrise.

## RÉSUMÉ

L'utilisation de fibres optiques de télécommunication standard dans des structures fusionnées et étirées permet la fabrication de coupleurs 2x2. Leurs caractéristiques spectrales autorisent la conception de démultiplexeurs dont l'espacement entre canaux est supérieur à 7,5 nm. Les effets de polarisation auxquels sont soumis ces structures influencent leurs caractéristiques de démultiplexage lorsque l'espacement entre canaux diminue. Le choix du degré de fusion et du profil longitudinal contrôle cet effet. Malgré tout, le coupleur 2x2 garde des propriétés de démultiplexage faibles pour certaines applications. L'utilisation de filtres spectraux à base d'une ou de deux fibres effilées mises en cascade avec le coupleur 2x2 est une première solution pour remédier à cet inconvénient. En utilisant cette méthode, une isolation supérieure à 30 dB sur 26 nm a été obtenue pour le démultiplexeur 1480/1550 nm, avec des pertes aussi faibles que 0,3 dB. L'interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée est une alternative si on recherche une dépendance en polarisation inférieure à 0,05 dB. L'emploi de ces structures composées donne des propriétés de démultiplexage supérieures à celles du coupleur 2x2 et leur intégration dans un même composant est facile.

Pour des espacements entre canaux inférieurs au nanomètre, la technologie des réseaux de Bragg semble être la mieux adaptée. Cependant, son intégration dans les composants tout-fibre s'avère difficile à mettre en œuvre. La fabrication de coupleurs 2x2 fusionnés avec des fibres dont la gaine est dopée au germanium permet l'inscription de réseaux dans la partie centrale du coupleur, simplifiant ainsi cette procédure. Les caractéristiques spectrales déjà obtenues avec ce type de composant sont encourageantes.

## ABSTRACT

We can obtain 2x2 couplers by fusing and tapering standard communication optical fibers. Because of their wavelength response, they can be used as demultiplexers for channel spacings as small as 7.5 nm. The polarization dependence strongly influences their optical properties as channel spacing is decreased. This effect can be controlled by the fusion degree and the tapered profile. However, their demultiplexing characteristics are poor for certain applications. 2x2 couplers can be cascaded with filters made of one or two tapered fibers to counteract this drawback. By using this technique, isolation greater than 30 dB over 26 nm can be obtained for the 1480/1550 nm demultiplexer, and insertion losses as low as 0.3 dB. The unbalanced Mach-Zehnder interferometer can be used as an alternative with a polarization dependence less than 0.05 dB. These cascaded structures have better characteristics than a simple 2x2 coupler and are easily integrated into a single component.

The Bragg grating technology seems to be the best solution for the subnanometer channel spacing. However, it is not easily integrated in all-fiber components. 2x2 fused couplers made with germanium-doped cladding fibers allow the writing of gratings in the coupler waist and so simplify the fabrication. The spectral responses obtained with this component are very encouraging.



# TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS.....	v
RÉSUMÉ .....	vi
ABSTRACT .....	vii
TABLE DES MATIÈRES.....	viii
LISTE DES ANNEXES .....	xi
LISTE DES TABLEAUX.....	xii
LISTE DES FIGURES.....	xiii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS.....	xviii
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I Équations d'onde et modes .....	3
CHAPITRE II Multiplexeur/démultiplexeur obtenu avec un coupleur 2x2 .....	8
2.1 Aspect Théorique.....	8
2.2 Géométrie des coupleurs .....	14
2.2.1 Profil longitudinal.....	14
2.2.2 Profil transversal.....	15
2.3 Comportement en fonction de l'élongation.....	16
2.4 Comportement en fonction de la longueur d'onde.....	19
2.4.1 Caractéristiques de démultiplexage .....	19
2.4.2 Évolution du spectre en fonction des paramètres de fabrication.....	22
2.5 Comportement en fonction de la polarisation .....	25

2.6 Comportement en fonction de la température .....	30
2.7 Résultats expérimentaux.....	31
2.7.1 Périodicité.....	32
2.7.2 Multiplexeur/démultiplexeur dense .....	33
2.7.3 Multiplexeur/démultiplexeur moyennement dense .....	36
2.7.4 Multiplexeur/démultiplexeur large bande.....	41
2.8 Conclusion .....	42
CHAPITRE III Filtres spectraux à partir de fibres effilées.....	43
3.1 Aspect théorique.....	43
3.1.1 Approximation soudaine .....	44
3.1.2 Approximation de variation lente.....	49
3.1.3 Critères d'adiabaticité.....	51
3.1.4 Influence de la température .....	52
3.2 Fabrication de filtres à partir d'une fibre effilée.....	54
3.3 Filtres à partir de fibres effilées en cascade.....	61
3.3.1 Aspect théorique .....	61
3.3.2 Application à la fabrication d'un filtre 1480/1550 nm .....	64
3.4 Conclusion .....	74
CHAPITRE IV Structures composées.....	75
4.1 Coupleur cascadié avec un filtre.....	75
4.1.1 Généralités.....	75
4.1.2 Caractéristiques spectrales de la structure composée. ....	77
4.1.3 Résultats expérimentaux .....	80
4.1.4 Fabrication et emballage.....	81
4.1.5 Améliorations possibles.....	82

4.2 L'interféromètre de Mach-Zehnder .....	84
4.2.1 Aspect théorique .....	84
4.2.2 Résultats expérimentaux .....	96
4.3 Conclusion .....	100
CHAPITRE V Composants à réseaux de Bragg .....	101
5.1 Introduction .....	101
5.2 Aspect théorique .....	103
5.3 Différentes conceptions de démultiplexeurs avec des réseaux .....	106
5.4 Réalisation de réseaux de Bragg dans la partie centrale du coupleur 2x2 fusionné .....	112
5.5 Conclusion .....	127
CONCLUSION .....	128
RÉFÉRENCES .....	131
ANNEXES .....	136

## LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A Caractéristiques des fibres utilisées .....	136
A-1 Fibres à gaine uniforme .....	136
A-2 Fibre à gaine semi-enterrée .....	137
ANNEXE B Fabrication de dispositifs à fibres effilées .....	138
B-1 Architecture du montage de fabrication.....	138
B-1.1 Montage optique.....	139
B-1.2 Montage d'alimentation en gaz.....	139
B-1.3 Montage d'étirage .....	141
B-1.4 Montage de contrôle visuel.....	142
B-2 Processus de fabrication .....	144
B-2.1 Nettoyage des fibres .....	144
B-2.2 Mise en place des fibres .....	145
B-2.3 Normalisation des puissances.....	146
B-2.4 Recette expérimentale .....	146
B-2.5 Emballage .....	148
ANNEXE C Publications de l'auteur liées à ce mémoire.....	150

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1	Périodes des maxima d'isolation pour les essais précédents.....	34
Tableau 3.1	Comparaison entre la recette expérimentale et la recette théorique.....	69
Tableau A.1	Caractéristiques de la fibre Corning SMF-28. ....	136
Tableau A.2	Caractéristiques de la fibre Flexcore 920. ....	136
Tableau A.3	Caractéristiques de la fibre Northern Telecom. ....	137

## LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Schéma d'un coupleur 2x2.....	10
Figure 2.2	Modèle de fusion du coupleur 2x2.....	15
Figure 2.3	Élongation typique d'un coupleur 2x2 fusionné.....	18
Figure 2.4	Conventions des puissances.....	19
Figure 2.5	Bande de réjection $\Delta\lambda_{-10dB}$ et bande passante $\Delta\lambda_{1dB}$ .....	21
Figure 2.6	$RA_x$ et $RA_{-x}$ en fonction de l'isolation pour un coupleur 2x2 sans effet de polarisation.....	24
Figure 2.7	$RA$ en fonction de l'isolation pour un coupleur 2x2 sans effet de polarisation.....	25
Figure 2.8	Évolution théorique des rapports $RA_{-x}$ en fonction de l'isolation pour différentes valeurs de $Q_\lambda$ .....	27
Figure 2.9	Évolution théorique des rapports $RA_x$ des bandes passantes à 0,1, 0,5 et 1 dB en fonction de $Q_\lambda$ .....	28
Figure 2.10	Évolution théorique des rapports $RA_{-x}$ des bandes de réjection à 10,15,20 et 30 dB en fonction de $Q_\lambda$ .....	28
Figure 2.11	Isolations théoriques maximales et minimales pour les 2 premiers cycles.....	29
Figure 2.12	Relation entre la période $\Lambda$ et le nombre de battements $N_\alpha$ pour un degré de fusion d'environ 0,6.....	32
Figure 2.13	Longueur expérimentale d'étirage en fonction du degré de fusion $f$ et de la largeur de balayage $l_b$ .....	33

Figure 2.14	Effet de l'étirage à froid sur la réponse en longueur d'onde d'un coupleur multiplexeur/démultiplexeur dense.....	35
Figure 2.15	Comparaison entre les $RA_x$ pour les composants fabriqués autour de la longueur d'onde de réjection ayant l'isolation maximale.....	36
Figure 2.16	Schéma simplifié de l'amplificateur à fibre dopée à l'erbium. ....	37
Figure 2.17	Influence des paramètres de fabrication sur la période $\Lambda$ .....	38
Figure 2.18	Isolation maximale en fonction de $N_\alpha$ pour différents paramètres de fabrication.....	38
Figure 2.19	Effet de l'étirage à froid sur la réponse en longueur d'onde de la branche principale.....	39
Figure 2.20	$RA_x$ de la réponse en longueur d'onde des coupleurs 1480/1550 nm réalisés autour de la longueur de réjection à 1480 nm.....	40
Figure 2.21	Comparaison entre le rapport $RA_x$ d'un coupleur 1300/1550 nm réalisé autour de la longueur de réjection à 1300 nm avec celui d'un coupleur sans dépendance en polarisation.....	42
Figure 3.1	Modèle de l'approximation soudaine pour une fibre effilée.....	44
Figure 3.2	Etirage typique d'une fibre effilée.....	48
Figure 3.3	Relation entre le nombre de battements $N$ et l'inverse de la période $\Lambda$ pour une largeur de flamme de 0,8 mm pour deux types de fibre. ....	55
Figure 3.4	Isolation minimale à 1550 nm en fonction du nombre de battements $N$ à 1550 nm. ....	56
Figure 3.5	Isolation maximale en fonction du nombre de battements $N$ à 1550 nm.....	57

Figure 3.6	Évolution des rapports $RA_X$ pour des valeurs de $X$ égal à +1, -5 et -10 dB en fonction du nombre de battements $N$ pour une fibre Corning SMF-28 avec une flamme de 0,8 mm. ....	57
Figure 3.7	Élongation en fonction du nombre de battements $N$ pour différentes largeurs de flamme $l_f$ .....	58
Figure 3.8	Comparaison entre les $RA_X$ obtenus pour différents types de fibres. ....	59
Figure 3.9	Fibres effilées en cascade. ....	61
Figure 3.10	Schéma équivalent des fibres effilées en cascade. ....	63
Figure 3.11	Différence entre les $z_{b12}$ pour les longueurs d'onde de 1480 et 1550 nm à différents $TRI$ .....	65
Figure 3.12	Réponse théorique du filtre en fonction de l'élongation.....	66
Figure 3.13	Réponse expérimentale du filtre en fonction de l'élongation.....	67
Figure 3.14	Réponse théorique du filtre en fonction de la longueur d'onde.....	67
Figure 3.15	Réponse expérimentale du filtre en fonction de la longueur d'onde. ....	68
Figure 3.16	Influence des conditions d'arrêt des 2 fibres effilées $\Delta d_1$ et $\Delta d_2$ .....	70
Figure 3.17	Influence théorique du décalage entre les deux fibres effilées $\Delta d_3$ .....	71
Figure 3.18	Dépendance en température du maximum et minimum d'isolation.....	72
Figure 3.19	Comparaison entre les $RA_X$ des composants obtenus.....	73
Figure 4.1	Coupleur cascadié avec un filtre. ....	75
Figure 4.2	Écart entre les réponses en longueur d'onde du filtre et du coupleur. ....	78
Figure 4.3	Réponses de la structure composée en fonction de l'écart $\Delta\lambda_{max}$ .....	79
Figure 4.4	Évolution des bandes passantes et de réjection en fonction de l'écart $\Delta\lambda_{max}$ .....	79



Figure 4.5	Isolation maximale et isolation minimale à 1550 nm en fonction de l'écart $\Delta\lambda_{\max}$ .....	80
Figure 4.6	Réponse en longueur d'onde de la branche principale de la structure composée. ....	81
Figure 4.7	Coupe du composant emballé. ....	82
Figure 4.8	Comparaison entre les $RA_x$ d'un coupleur sans dépendance en polarisation et d'un coupleur cascadié avec un filtre. ....	83
Figure 4.9	Interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée. ....	84
Figure 4.10	$b(1) - b(TRI)$ en fonction du $TRI$ . ....	88
Figure 4.11	$L_{MZ}$ pour obtenir une période de 40,140 et 500 nm en fonction du $TRI$ .....	89
Figure 4.12	Variation du rapport des périodes en fonction de la longueur d'onde. ....	90
Figure 4.13	Évolution des isolations dans les branches 1 et 2 en fonction de $p$ et de l'écart $\Delta\lambda_0$ .....	91
Figure 4.14	Évolution de $RA_x$ en fonction des paramètres $\Delta\lambda_0$ et $p$ .....	95
Figure 4.15	Comparaison entre les périodes théoriques et les périodes obtenues expérimentalement.....	97
Figure 4.16	Réponse en longueur d'onde d'un démultiplexeur 1480/1550 nm réalisé à partir d'un interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée. ....	98
Figure 4.17	Comparaison entre $RA_x$ du composant réalisé et celui d'un coupleur indépendant de la polarisation.....	99
Figure 5.1	Profil d'indice longitudinal incluant le réseau. ....	103
Figure 5.2	Solution simple pour accéder à la lumière réfléchie du réseau.....	106
Figure 5.3	Configuration Insertion/Extraction avec des circulateurs.....	107

Figure 5.4	Configurations Insertion/Extraction pour les coupleurs frustrés et assistés par réseau. ....	108
Figure 5.5	Interféromètre de Mach-Zehnder en configuration Insertion/Extraction.....	109
Figure 5.6	Réponse d'un interféromètre de Mach-Zehnder lorsque sa phase est ajustée à zéro. ....	110
Figure 5.7	Réponse d'un interféromètre de Mach-Zehnder à la fin de sa fabrication. ....	111
Figure 5.8	Coupleur 2x2 fusionné en configuration Insertion/Extraction.....	112
Figure 5.9	Réponse en longueur d'onde d'un coupleur ajusté à 1550 nm. ....	113
Figure 5.10	Réponses spectrales obtenues par Fatima Bakhti après l'inscription d'un réseau dans un coupleur fabriqué avec de la SMF-28.....	114
Figure 5.11	Étirage d'un coupleur 2x2 avec la fibre 2709.....	115
Figure 5.12	Mesure du profil d'indice de la fibre 2709.....	116
Figure 5.13	Étirage en fonction du temps d'un coupleur 2x2 avec la fibre 2790. ....	117
Figure 5.14	Mesure du profil d'indice de la fibre 2790 avant chauffage.....	118
Figure 5.15	Mesure du profil d'indice de la fibre 2790 après chauffage.....	118
Figure 5.16	Mesure du profil d'indice de la fibre 2795A avant chauffage.....	119
Figure 5.17	Mesure du profil d'indice de la fibre 2795A après chauffage.....	120
Figure 5.18	Étirage d'un coupleur 2x2 avec la fibre 2795A.....	121
Figure 5.19	Comparaison des temps de diffusion pour la fibre 2790.....	122
Figure 5.20	Étirage par dessous d'un coupleur 2x2 fabriqué avec la fibre 2795A. ....	122
Figure 5.21	Étirage par dessous d'un coupleur 2x2 fabriqué à partir de la fibre 2795A avec un balayage plus important. ....	123
Figure 5.22	Comparaison entre des résultats obtenus avec différents coupleurs. ....	124

Figure 5.23	Courbe d'étirage d'un coupleur réalisé avec la méthode de fusion après étirage. ....	125
Figure 5.24	Réponse en longueur d'onde d'un coupleur réalisé avec la fibre 2795A avec la méthode de fusion après étirage. ....	126
Figure 5.25	Réponses spectrales obtenues par Fatima Bakhti après l'inscription d'un réseau dans un coupleur réalisé à partir de la première méthode. ....	126
Figure A.1	Profil d'indice de fibres à gaine uniforme. ....	136
Figure A.2	Profil d'indice de fibres à gaine semi-enterrée. ....	137
Figure B.1	Schéma de l'ensemble optique. ....	140
Figure B.2	Schéma du dispositif d'alimentation des torches. ....	141
Figure B.3	Schéma du montage d'étirage. ....	142
Figure B.4	Descriptif du montage de contrôle visuel. ....	144

## LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

$\mathbf{E}$	Vecteur champ électrique.
$\mathbf{H}$	Vecteur champ magnétique.
$\omega$	Fréquence optique.
$\epsilon_0$	Constante diélectrique du vide.
$\mu_0$	Perméabilité du vide.
$n$	Indice optique du milieu.
$c$	Vitesse de la lumière.
$k$	Nombre d'onde.
$\nabla$	Opérateur nabla vectoriel.
$\mathbf{E}_t$	Vecteur champ électrique transverse.
$E_z$	Composante longitudinale du champ électrique.
$\mathbf{H}_t$	Vecteur champ magnétique transverse.
$H_z$	Composante longitudinale du champ magnétique
$\hat{z}$	Vecteur unitaire longitudinal.
$\nabla_t$	Opérateur nabla vectoriel transverse.
$\mathbf{E}_r$	Vecteur champ électrique de radiation.
$\mathbf{H}_r$	Vecteur champ magnétique de radiation.
$A_\perp$	Section infinie transverse.
$L$	Longueur du coupleur 2x2.
$n_{co}$	Indice optique du cœur d'une fibre optique.
$n_{go}$	Indice optique de la gaine d'une fibre optique.

$n_{igo}$	Indice optique de la gaine interne d'une fibre optique.
$\rho_{co}$	Rayon du cœur d'une fibre optique.
$\rho_{go}$	Rayon de la gaine d'une fibre optique.
$\rho_{igo}$	Rayon de la gaine interne d'une fibre optique.
$V$	Fréquence normalisée d'une fibre optique.
$\mathbf{p}$	Vecteur unitaire de polarisation.
$T$	Matrice de transfert d'un coupleur.
$(T)$	Matrice de transfert d'un M-Z.
$A_e^1$	Amplitude de la branche principale d'entrée d'un coupleur ou d'un M-Z.
$A_e^2$	Amplitude de la branche secondaire d'entrée d'un coupleur ou d'un M-Z.
$A_s^1$	Amplitude de la branche principale de sortie d'un coupleur ou d'un M-Z.
$A_s^2$	Amplitude de la branche principale de sortie d'un coupleur ou d'un M-Z.
$P$	Matrice de passage de la base des modes individuels de la fibre à la base des supermodes du coupleur.
$\beta_s^1$	Constante de propagation du supermode $LP_{01}$ d'un coupleur.
$\beta_s^2$	Constante de propagation du supermode $LP_{11}$ d'un coupleur.
$\beta_j$	Constante de propagation du $j^{ième}$ mode d'une fibre effilée.
$\alpha$	Demi-différence des phases accumulées par les supermodes d'un coupleur.
$\bar{\alpha}$	Demi-somme des phases accumulées par les supermodes d'un coupleur.
$P_1$	Puissance de sortie de la branche principale d'un coupleur.
$P_2$	Puissance de sortie de la branche secondaire d'un coupleur.
$f$	Degré de fusion d'un coupleur.
$\rho(z)$	Rayon d'une structure effilée en $z$ .
$TRI$	Taux de réduction inverse d'une structure effilée.
$l_f$	Largeur de la flamme de la torche.

- $l_b$  Largeur de balayage de la torche.
- $z_b$  Longueur de battement locale entre les 2 supermodes d'un coupleur.
- $z_{kl}$  Longueur de battement locale entre les modes  $k$  et  $l$  d'une fibre effilée.
- $N_\alpha$  Nombre de cycles de transfert de puissance du paramètre  $\alpha$ .
- $N$  Nombre de cycles de transfert entre les deux premiers modes d'une fibre effilée.
- $\gamma$  Pertes de fabrication en décibels.
- $I_1(\lambda)$  Isolation à une longueur d'onde dans la branche principale.
- $I_2(\lambda)$  Isolation à une longueur d'onde dans la branche secondaire.
- $I(\lambda)$  Isolation à une longueur d'onde entre les deux branches.
- $I_j$  Intensité dans le  $j^{\text{ème}}$  mode d'une fibre effilée.
- $\Lambda$  Période en longueur d'onde d'une structure effilée.
- $\Delta\lambda_{-X}$  Bande de réjection à X décibels.
- $\Delta\lambda_X$  Bande passante à X décibels.
- $R\Lambda_{-X}$  Rapport de la bande de réjection à X décibels avec la période.
- $R\Lambda_X$  Rapport de la bande passante à X décibels avec la période.
- $R\Lambda$  Rapport de bande passante avec la période dans le cas de l'isolation entre branches.
- $Q_s$  Sensibilité en polarisation de la période des battements en étirage d'un coupleur.
- $Q_\Lambda$  Sensibilité en polarisation de la période des battements en longueur d'onde d'un coupleur.
- $C_{kl}$  Coefficient de couplage entre les modes  $k$  et  $l$  d'une fibre effilée.
- $\bar{C}_{kl}$  Coefficient de couplage normalisé entre les modes  $k$  et  $l$  d'une fibre effilée.

- $\Delta d_1$  Différence d'élongation de la première fibre effilée par rapport à la recette théorique du tableau 3.1.
- $\Delta d_2$  Différence d'élongation de la deuxième fibre effilée par rapport à la recette théorique du tableau 3.1.
- $\Delta d_3$  Différence de distance entre les deux fibres effilées par rapport à la recette théorique du tableau 3.1.
- $\Delta \lambda_{\max}$  Différence entre les longueurs d'onde d'isolation maximale du filtre et du coupleur.
- $\lambda_0$  Longueur d'onde d'ajustement des coupleurs identiques du M-Z.
- $\delta \beta_{MZ}$  Différence entre les constantes de propagation des bras du M-Z.
- $L_{MZ}$  Longueur de la fibre effilée du M-Z déphasé.
- $n_{eff}$  Indice effectif du mode fondamental de la fibre.
- $a(TRI)$  et  $b(TRI)$   
Coefficients de régression linéaire de l'indice effectif du mode fondamental de la fibre.
- $p$  Pente de la réponse en longueur d'onde d'un coupleur du M-Z.
- $\Delta \lambda_0$  Décalage spectral par rapport à la longueur d'onde d'ajustement des coupleurs.
- $\Delta n$  Modulation d'indice optique d'une fibre après irradiation UV.
- $\Delta n_{av}$  Changement d'indice optique moyen d'une fibre après irradiation UV.
- $\lambda_r$  Longueur d'onde de Bragg.

## INTRODUCTION

Les réseaux de télécommunications ont beaucoup évolué grâce à l'apparition de la fibre optique. En effet, leurs taux de transmission se sont avérés beaucoup plus importants que par les moyens de transmission traditionnels, c'est-à-dire le câble coaxial ou la paire de cuivre. Le passage à la fenêtre de 1550 nm a permis d'augmenter le débit et surtout la distance entre les répéteurs à cause de la faible atténuation à cette longueur d'onde. Cependant l'électronique des répéteurs était limitative au niveau du temps de traitement des données, c'est pourquoi ces dernières années est apparue l'alternative de l'amplificateur à l'erbium tout fibre, qui permet de régénérer le signal optique transmis dans les fibres sans avoir besoin de conversion électrique.

Ce traitement de la lumière peut être étendu. En effet, le multiplexage en longueur d'onde ou fréquentiel semble être le meilleur candidat pour utiliser au mieux la large bande passante offerte par la fibre optique. L'émergence de nombreux composants passifs ou actifs pouvant traiter directement la lumière en est la preuve. La technologie des fibres effilées est particulièrement bien adaptée pour ce traitement. Les multiplexeurs et démultiplexeurs fabriqués à partir de cette technique opèrent à même la fibre et provoquent donc peu de pertes de puissance. Cependant le coupleur 2x2 fusionné, qui est le



composant de base utilisé pour effectuer cette opération souffre de faibles caractéristiques de démultiplexage, en majeure partie dues à sa dépendance en polarisation. De plus, il est mal adapté à la réalisation de démultiplexeurs opérant sur des canaux séparés de quelques nanomètres ou moins.

Le but de cette maîtrise est dans un premier temps de réaliser des composants à fibre à partir des structures de base, principalement des coupleurs fusionnés 2x2 et des fibres effilées, pour effectuer le démultiplexage en longueur d'onde sur une plage étendue de séparation entre canaux. Le chapitre 1 fournira un bref aperçu de la théorie des modes en fibre optique. Les réalisations des structures de base seront décrites dans les deux chapitres suivants, le chapitre 2 pour les coupleurs et le chapitre 3 pour les fibres effilées. Puis, dans un deuxième temps, une tentative pour améliorer leurs performances sera décrite dans le chapitre 4 où l'on proposera à cet effet l'utilisation de structures composées telles que le coupleur 2x2 cascadié avec un filtre et l'interféromètre de Mach-Zehnder. Nous atteindrons le domaine subnanométrique dans une approche alliant la technologie de la fibre effilée à celle des réseaux de Bragg. Le chapitre 5 résumera la fabrication d'un coupleur 2x2 fusionné avec de la gaine dopée au germanium dans lequel il est possible d'inscrire un réseau dans la partie centrale.

# CHAPITRE I

## EQUATIONS D'ONDE ET MODES

Nous allons commencer ce chapitre avec un aperçu théorique sur les fibres optiques, qui nous servira pour les structures plus complexes dans les chapitres suivants. Il contient la théorie électromagnétique des fibres à partir des équations de Maxwell ainsi que diverses approximations usuelles dans le cas des guides d'onde à fibre optique.

Dans le domaine de l'optique, on a l'habitude de considérer les équations de Maxwell harmoniques, c'est-à-dire en fonction de la fréquence optique  $\omega$ , car la transformée de Fourier permet de se ramener à n'importe quelle fonction périodique en temps. Pour cela, on représente les champs sous la forme d'une amplitude vectorielle complexe avec une dépendance temporelle en  $e^{-i\omega t}$ . On peut alors écrire les relations constitutives suivantes :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 n^2 \mathbf{E} \quad (1.1) \quad \text{et} \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.2)$$

avec  $\epsilon_0$  la constante diélectrique du vide,  $\mu_0$  la perméabilité du vide et  $n$  l'indice optique du milieu. Les équations de Maxwell vérifiées par le vecteur champ électrique  $\mathbf{E}$  et le vecteur champ magnétique  $\mathbf{H}$  deviennent alors :

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 n^2 \mathbf{E}) = 0 \quad (1.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = ikn^2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{E} \quad (1.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = ik \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \mathbf{H} \quad (1.6)$$

avec  $k$  le nombre d'onde donné par  $k = \omega/c$ . En combinant ces quatre équations de Maxwell et grâce aux relations entre les opérateurs, il est possible de trouver les équations différentielles vérifiées par le champ électromagnétique en fonction de l'indice du milieu

$$\left[ \nabla^2 + k^2 n^2(x, y) \right] \mathbf{E}(x, y, z) = -\nabla \left\{ \mathbf{E}(x, y, z) \cdot \nabla \ln \left[ n^2(x, y) \right] \right\} \quad (1.7)$$

$$\left[ \nabla^2 + k^2 n^2(x, y) \right] \mathbf{H}(x, y, z) = -\left\{ \left[ \nabla \times \mathbf{H}(x, y, z) \right] \times \nabla \ln \left[ n^2(x, y) \right] \right\} \quad (1.8)$$

En raison de la symétrie circulaire de la fibre, il est pratique de décomposer les champs suivant leurs composantes transverses et leurs composantes longitudinales, ce qui s'écrit

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_t + E_z \hat{z} \quad \text{et} \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_t + H_z \hat{z} \quad (1.9)$$

On en déduit alors facilement les relations liant les champs transverses et leurs composantes longitudinales en développant les relations (1.5) et (1.6).

$$E_z \hat{z} = \frac{i}{kn^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \nabla_t \times \mathbf{H}_t \quad \text{et} \quad H_z \hat{z} = \frac{i}{k} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \nabla_t \times \mathbf{E}_t \quad (1.10)$$

Il suffit donc de trouver les champs électriques et magnétiques transverses pour avoir les composantes longitudinales de ceux-ci. On peut réduire les équations d'onde (1.7) et (1.8) vérifiées pour les champs transverses sous la forme

$$\left[ \nabla^2 + k^2 n^2(x, y) \right] \mathbf{E}_t(x, y, z) = -\nabla_t \left\{ \mathbf{E}_t(x, y, z) \cdot \nabla_t \ln[n^2(x, y)] \right\} \quad (1.11)$$

$$\left[ \nabla^2 + k^2 n^2(x, y) \right] \mathbf{H}_t(x, y, z) = -\left\{ \nabla_t \times \mathbf{H}_t(x, y, z) \times \nabla_t \ln[n^2(x, y)] \right\} \quad (1.12)$$

Les solutions des champs transverses vérifiant les équations (1.11) et (1.12) dites vectorielles sont généralement cherchées dans le cas où les guides d'ondes sont invariants suivant l'axe de propagation, ici  $\hat{z}$ , sous la forme suivante :

$$\mathbf{E}_t(x, y, z) = \mathbf{e}_t(x, y) \exp(i\beta z) \quad (1.13)$$

$$\mathbf{H}_t(x, y, z) = \mathbf{h}_t(x, y) \exp(i\beta z) \quad (1.14)$$

Il existe un ensemble fini de solutions indicées par  $j$  ayant des constantes de propagation différentes  $\beta_j$ . Ces solutions correspondent aux différents modes guidés par le guide d'onde optique. Elles ont d'importantes propriétés dont la première est de constituer une base avec le continuum de radiation sur laquelle on peut décomposer le champ électromagnétique total du guide, c'est-à-dire :

$$\mathbf{E} = \sum_{j=1}^M a_j \mathbf{e}_j + \mathbf{E}_r \quad \text{et} \quad \mathbf{H} = \sum_{j=1}^M a_j \mathbf{h}_j + \mathbf{H}_r \quad (1.15)$$

où l'indice  $r$  caractérise le champ électromagnétique de radiation et  $M$  le nombre de modes guidés. On peut montrer de plus que les modes solutions vérifient alors les relations suivantes :

$$\forall (i,j) \in \{1, \dots, M\}^2, \text{ avec } i \neq j \quad \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_j \times \mathbf{h}_i^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_i^* \times \mathbf{h}_j) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = 0 \quad (1.16)$$

$$\text{et} \quad \forall (i,j) \in \{1, \dots, M\}, \quad \int_{A_\infty} (\mathbf{E}_r^* \times \mathbf{h}_i) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = \int_{A_\infty} (\mathbf{e}_i^* \times \mathbf{H}_r) \cdot \hat{\mathbf{z}} dA = 0$$

où  $A_\infty$  est une section infinie perpendiculaire au guide. Le calcul vectoriel n'est pas nécessaire si on peut appliquer l'approximation scalaire. Dans le cas où  $\sqrt{2\Delta}/V \ll 1$ , avec  $V = 2\pi\rho_{co} n_{co} \sqrt{2\Delta}/\lambda$  la fréquence normalisée et  $\Delta = (n_{co}^2 - n_{go}^2)/2n_{co}^2$ , c'est-à-dire si  $V$  est grand ou  $\Delta$  est petit, les champs dans la direction longitudinale ont une amplitude négligeable par rapport aux champs transversaux. On peut alors écrire

$$E_z(x,y,z)=0 \quad \text{et} \quad H_z(x,y,z)=0 \quad (1.17)$$

Le champ s'écrit alors en fonction de l'axe de la polarisation  $x$  ou  $y$ , en notant  $\mathbf{p}$  le vecteur de la polarisation, et ces diverses composantes sont données par

$$\mathbf{e}_t(x,y) = \psi(x,y)\mathbf{p} \quad \text{et} \quad \mathbf{h}_t(x,y) = \frac{\beta}{k} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \psi(x,y) \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{p} \quad (1.18)$$

$$e_z(x,y) = 0 \quad \text{et} \quad h_z(x,y) = 0$$

Dans le cas de l'approximation scalaire, l'équation d'onde vérifiée par les champs se simplifie aussi. En effet, comme les indices des différentes couches sont très proches ou  $\Delta \ll 1$  (Annexe A), le terme  $\nabla_t \ln(n^2(x, y))$  devient négligeable et l'équation d'onde s'écrit :

$$\left[ \nabla_t + k^2 n^2(x, y) - \beta^2 \right] \psi(x, y) = 0 \quad (1.19)$$

On est alors amené à résoudre un problème purement scalaire en trouvant la dépendance transversale du champ électrique et magnétique. On évite de traiter un problème vectoriel en effectuant des corrections de polarisation sur le modèle scalaire, elles nous donnent les constantes de propagation en  $x$  et  $y$  respectivement.

$$\beta_x^2 = \beta^2 - \frac{\int_A \frac{\partial \psi(x, y)}{\partial x} \psi(x, y) \frac{\partial \ln n^2(x, y)}{\partial x} dA}{\int_A \psi^2(x, y) dA} \quad (1.20)$$

$$\beta_y^2 = \beta^2 - \frac{\int_A \frac{\partial \psi(x, y)}{\partial y} \psi(x, y) \frac{\partial \ln n^2(x, y)}{\partial y} dA}{\int_A \psi^2(x, y) dA} \quad (1.21)$$

## CHAPITRE II

# MULTIPLEXEUR/DÉMULTIPLEXEUR OBTENU AVEC UN COUPLEUR 2X2

Dans le chapitre précédent, on a revu les principes et les méthodes permettant de calculer le champ électromagnétique dans un guide d'onde invariant en  $z$  (fibre optique), dans le cas vectoriel mais aussi dans le cas de l'approximation scalaire qui nous donne un problème plus simple à résoudre. Dans ce chapitre concernant le coupleur 2x2 fusionné, on va rappeler brièvement la théorie qui nous servira à décrire les coupleurs 2x2 dans notre première approche pour fabriquer des multiplexeurs/démultiplexeurs. Puis, on va s'attarder à préciser leurs caractéristiques spectrales et finir par décrire les résultats expérimentaux obtenus.

### 2.1 Aspect Théorique

Il existe principalement deux façons de décrire les phénomènes physiques entrant en jeu dans le coupleur 2x2. La première méthode est celle utilisant les équations couplées. Cette méthode perturbative ne donne des résultats valables que dans le cas où la perturbation reste faible. Pour les coupleurs 2x2, on ne connaît pas les modes des guides individuels, la méthode n'est alors appropriée que pour des degrés de fusion faible. Typiquement, lorsqu'on utilise des guides cylindriques, l'erreur devient importante pour des guides distants de l'ordre de la moitié du rayon du cœur [1]. L'explication vient du

fait que les 2 guides ne sont plus indépendants, les champs des guides empiètent l'un sur l'autre. L'autre méthode lui est ici préférée, il s'agit de l'approche de l'interférométrie modale, qui est applicable dans tous les cas.

Les fibres utilisées dans la fabrication des coupleurs 2x2 sont supposées unimodales aux longueurs d'onde d'utilisation, c'est-à-dire ici 980, 1300 et 1550 nm. On utilise communément la fibre Corning SMF-28 et la Flexcore 920 (Annexe A). En effet, leur profil d'indice à gaine uniforme est préférable aux autres profils comme les profils d'indice à gaine semi-enterrée qui provoquent du couplage dans les modes d'ordre supérieur et le plus souvent des pertes par radiation. Les coupleurs 2x2 sont fabriqués à partir de 2 fibres (dans cette maîtrise identiques) fusionnées et étirées en présence d'une source de chaleur (Annexe B). On suppose de plus qu'il n'y a aucun couplage entre les modes d'ordre supérieur, c'est-à-dire que les coupleurs sont adiabatiques (relation 3.1.3.1). Cet effet est indésirable, car il limite le transfert de puissance entre les deux branches. On prend pour simplification que les guides sont indépendants, c'est-à-dire que l'intégrale de recouvrement entre les modes des deux guides individuels à l'entrée et à la sortie du coupleur est nulle, en conséquence de quoi la puissance transmise dans une fibre est égale au module au carré de la composante du champ dans celle-ci.

Les modes individuels des fibres peuvent se décomposer sur les modes de la structure du coupleur 2x2 à l'entrée et la sortie. Les modes de la structure sont appelés supermodes car ils diffèrent de ceux des fibres. Ils sont orthogonaux entre eux comme dans n'importe quel guide d'onde optique (1.16). Comme les supermodes de la structure s'expriment comme une combinaison linéaire des modes des guides individuels, on peut alors en compter deux dans le cas du coupleur 2x2. Le couplage entre les supermodes



étant nul, ils vont battre entre eux avec des constantes de propagation différentes. Ils vont atteindre ainsi la fin de la structure guidante de longueur  $L$  et vont à leur tour se décomposer sur les modes individuels des fibres de sortie. Grâce à ces relations de linéarité, on va pouvoir exprimer le transfert de puissance par une relation matricielle.

On considère à ce point-ci le coupleur comme une boîte ayant deux entrées et deux sorties (figure 2.1), le choix des entrées et sorties est arbitraire car le coupleur peut être utilisé dans le sens contraire à cause de la symétrie de la structure.

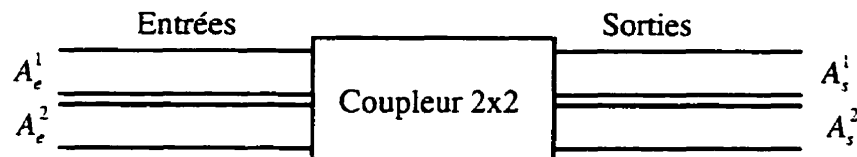


Figure 2.1 : Schéma d'un coupleur 2x2.

On définit une matrice de transfert  $T(L)$  entre les différentes amplitudes des modes fondamentaux des fibres d'entrée et de sortie pour un coupleur de longueur  $L$ .

$$\begin{pmatrix} A_s^1 \\ A_s^2 \end{pmatrix} = T(L) \begin{pmatrix} A_e^1 \\ A_e^2 \end{pmatrix} \quad (2.1.1)$$

Pour trouver cette matrice, il faut tout d'abord décomposer à l'entrée du coupleur ( $z = 0$ ) les modes individuels des fibres sur les supermodes de la structure. Cette relation linéaire est simple à établir. Une matrice de passage peut formaliser le transfert entre la base des modes individuels et celle des supermodes. Soit  $P$  cette matrice, on écrit alors :

$$\begin{pmatrix} SM_1(0) \\ SM_2(0) \end{pmatrix} = (P) \begin{pmatrix} A_e^1 \\ A_e^2 \end{pmatrix} \quad (2.1.2)$$

Les supermodes dans la structure vont se déphaser sans se coupler puisque le coupleur est supposé adiabatique. Le déphasage est donné par les constantes de propagation respectives de chaque supermode. Soient  $\beta_s^1$  et  $\beta_s^2$  les constantes de propagation des deux supermodes, on peut alors écrire cette propagation sous forme matricielle.

$$\begin{pmatrix} SM_1(L) \\ SM_2(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp(i\phi_1) & 0 \\ 0 & \exp(i\phi_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} SM_1(0) \\ SM_2(0) \end{pmatrix} \quad (2.1.3)$$

où  $\phi_1$  et  $\phi_2$  désignent les phases accumulées par les supermodes le long de la structure de longueur  $L$  avec :

$$\phi_1 = \int_0^L \beta_s^1(z) dz \quad \text{et} \quad \phi_2 = \int_0^L \beta_s^2(z) dz \quad (2.1.4)$$

Les expressions  $SM_1(0)$ ,  $SM_2(0)$ ,  $SM_1(L)$  et  $SM_2(L)$  désignent respectivement les amplitudes des supermodes 1 et 2 à l'entrée du coupleur et à la sortie du coupleur. Une fois que les supermodes ont atteint la sortie du coupleur ( $z = L$ ), il faut effectuer l'opération inverse, c'est-à-dire exprimer les modes individuels des fibres de sortie en fonction des supermodes de la structure. Cette relation est représentée par la matrice de passage inverse de l'entrée  $P^{-1}$ . Si on appelle maintenant  $F$  la matrice de déphasage des supermodes, on a trouvé l'expression de la matrice de transfert  $T(L)$  :

$$T(L) = P^{-1}FP \quad (2.1.5)$$

Pour avoir l'expression de  $T(L)$ , il faut déterminer la matrice de passage entre les deux bases de  $P$ . On trouve cette matrice en examinant toutes des symétries de la structure. Dans ce cas-ci, la symétrie consiste à inverser les deux fibres donc la matrice de permutation est :

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.6)$$

Si on l'applique alors à notre matrice de transfert, on doit avoir :

$$A \begin{pmatrix} A_s^1 \\ A_s^2 \end{pmatrix} = T(L) A \begin{pmatrix} A_e^1 \\ A_e^2 \end{pmatrix} \quad (2.1.7)$$

ce qui donne  $AP^{-1}FP = P^{-1}FPA$ . On peut alors montrer que la matrice de passage est de la forme

$$P = \begin{pmatrix} a & a \\ b & -b \end{pmatrix} \quad (2.1.9)$$

La conservation de l'énergie nous permet de trouver sa forme finale. En supposant de plus que les guides sont quasi-indépendants aux extrémités, on a :

$$P = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.1.10)$$

La matrice de passage  $P$  met en évidence un supermode symétrique  $LP_{01}$  et un supermode antisymétrique  $LP_{11}$ . La matrice de transfert cherchée est obtenue en multipliant les trois matrices.

$$T(L) = \exp(i\bar{\alpha}) \begin{pmatrix} \cos \alpha & i \sin \alpha \\ i \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (2.1.11)$$

$$\text{avec } \bar{\alpha} = \frac{1}{2} \int_0^L (\beta_s^1 + \beta_s^2) dz \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{1}{2} \int_0^L (\beta_s^1 - \beta_s^2) dz \quad (2.1.12)$$

Les coupleurs sont en général utilisés avec seulement de la puissance dans une fibre d'entrée. On choisit donc  $A_e^1 = 1$  et  $A_e^2 = 0$ . Le terme de phase  $\exp(i\bar{\alpha})$  disparaît alors dans les expressions des puissances de sortie de la branche principale  $P_1$  et de la branche secondaire  $P_2$  du coupleur et finalement on a

$$P_1 = |A_s^1|^2 = \cos^2(\alpha) \quad (2.1.13)$$

$$P_2 = |A_s^2|^2 = \sin^2(\alpha) \quad (2.1.14)$$

On peut tenir compte des pertes de fabrication en introduisant  $\Gamma$  un facteur multiplicatif à la transmission globale. On voit que le comportement des coupleurs 2x2 est donné par le paramètre  $\alpha$ . Celui-ci est influencé par un bon nombre de paramètres de fabrication en particulier la forme de source de chaleur et la vitesse d'étirage. Elles vont nous donner un profil longitudinal caractérisé par  $\rho(z)$  et un profil transversal donné par le degré de fusion  $f(z)$ . Un rapide aperçu de la modélisation de ce profil est donné dans le paragraphe qui suit. On va définir ensuite dans les paragraphes suivants les différents coefficients caractérisant le paramètre  $\alpha$ . Il peut aussi être influencé par d'autres conditions externes comme l'indice extérieur, mais notre but ici n'est pas de caractériser des cas spéciaux mais d'utiliser le coupleur dans des conditions normales.

## 2.2 Géométrie des coupleurs

### 2.2.1 Profil longitudinal

Le modèle utilisé pour décrire le profil longitudinal [2] est basé sur la conservation du volume de la fibre. Ainsi pour une fibre de longueur  $l$  et de rayon  $\rho$  qui a subi un étirage de longueur  $\Delta l$  et une diminution de diamètre  $\Delta\rho$ , on peut écrire la conservation de volume suivante :

$$\pi\rho^2l = \pi(\rho + \Delta\rho)^2(\Delta l + l) = Cte \quad (2.2.1.1)$$

Ce qui peut s'écrire sous une forme différentielle par

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{1}{2} \frac{dl}{l} \quad (2.2.1.2)$$

En supposant que l'allongement élémentaire est proportionnel à la répartition de température de la flamme  $F(z)$ , l'élongation totale  $\delta L$  peut alors s'écrire

$$\delta L = \int_{z_{f-}}^{z_{f+}} \delta l(z) dz = \int_{z_{f-}}^{z_{f+}} \frac{F(z)}{\Sigma(z)} dz \quad (2.2.1.3)$$

où  $z_{f+}$  et  $z_{f-}$  sont les largeurs délimitant la flamme et  $\Sigma(z)$  est une fonction proportionnelle à la surface  $S(z) = \pi\rho^2(z)$  traduisant l'équilibre expérimental des tensions dans la fibre qui sont différentes suivant le rayon [2]. En général, la fonction de répartition est prise gaussienne, c'est-à-dire sous la forme

$$F(z) = \exp\left(-\left(\frac{z - z_f}{l_f}\right)^2\right) \quad (2.2.1.4)$$

où  $z_f$  est le centre de la flamme et  $l_f$  la largeur de la flamme. On peut définir une forme plus générale de la fonction de répartition dans le cas d'un balayage de largeur  $l_b$  à partir de gaussiennes comme précédemment. Le résultat de ce modèle nous donne précisément le profil en  $z$  des fibres effilées  $\rho(z)$ , ou sous sa forme normalisée  $TRI(z)$  avec  $TRI(z) = \rho(z)/\rho_{so}$ . Il est adaptable à tous les composants à base de fibre effilée et est de première importance dans la compréhension de leurs caractéristiques.

### 2.2.2 Profil transversal

Le modèle de fusion [3] se base lui sur la conservation de la surface transversale. Le cas du coupleur 2x2 symétrique est le plus simple à envisager. La méthode peut être étendue à n'importe quel coupleur fusionné 1xN, symétrique ou asymétrique.

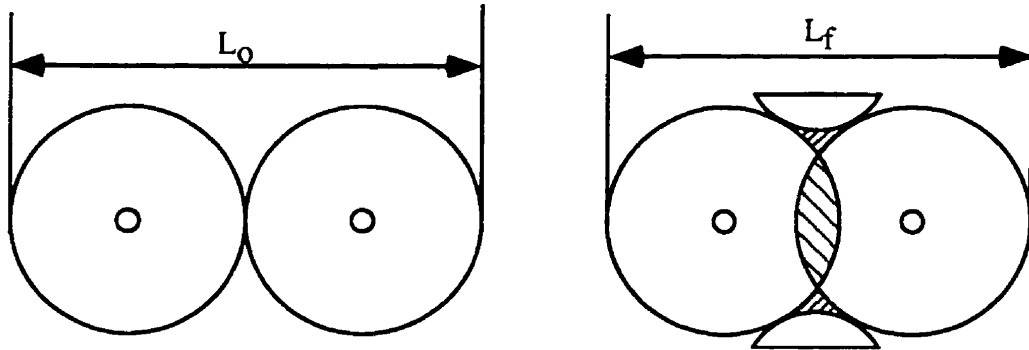


Figure 2.2 : Modèle de fusion du coupleur 2x2.

Lorsque la fusion s'opère, les deux fibres se collent et les cœurs des fibres se rapprochent. La partie hachurée au centre est reportée sur les deux côtés du coupleur pour

satisfaire à la condition de conservation de surface transversale. On peut montrer alors que la manière dont les fibres sont fusionnées peut être décrite par un seul paramètre : le degré de fusion  $f$ , défini ici par

$$f = \frac{(1 - L_f/L_0)}{(1 - 1/\sqrt{2})} \quad (2.2.2.1)$$

où les longueurs  $L_0$  et  $L_f$  sont définies dans la figure 2.2. Ces deux longueurs sont pratiques car elles permettent de mesurer pendant l'expérience le degré de fusion de la structure. On a fait dans ce modèle l'hypothèse que le profil d'indice lié à la concentration des dopants (essentiellement le germanium pour la SMF-28) ne changeait pas dans la coupe transversale. On verra dans le chapitre 6 que ce n'est pas toujours le cas. La structure finale a donc un profil transversal de degré de fusion  $f$  que l'on considère constant en première approximation sur la longueur de la structure. En réalité, on a une rapide zone de transition de chaque côté de la structure mais qui n'intervient pas dans le mécanisme de transfert de puissance.

## 2.3 Comportement en fonction de l'élongation

Revenons maintenant à la discussion sur le paramètre  $\alpha$  (2.1.13) (2.1.14). Bien que pour l'application du multiplexeur/démultiplexeur, seul le comportement en fonction de la longueur d'onde soit intéressant, il faut aussi s'attarder un instant sur la réponse du coupleur 2x2 fusionné en fonction de l'élongation, car elle reste un moyen de contrôle essentiel pour la fabrication du composant. En effet, elle nous permet de prédire son comportement en fonction de la longueur d'onde. On introduit tout d'abord les grandeurs

$z_b$  et  $N_\alpha$ . Le premier  $z_b$  caractérise la période de battement locale entre les deux supermodes  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . Elle peut être exprimée en fonction de  $\alpha$  dans le cas général d'un profil  $\rho(z)$  (à chaque  $z$  on a un  $\rho$  donc un  $z_b$  donné) à une longueur d'onde donnée par la relation :

$$\alpha = \pi \int_0^L \frac{1}{z_b} dz \quad (2.3.1)$$

Cette relation est réduite dans le cas d'un profil constant à

$$\alpha = \pi \frac{L}{z_b} \quad (2.3.2)$$

où  $L$  est la longueur du coupleur ou plus précisément la distance entre les deux endroits où l'on change de base (paragraphe 2.1). On peut le relier facilement au deuxième paramètre  $N_\alpha$ , qui est le nombre de cycles de transfert de puissance du paramètre  $\alpha$  par la relation.

$$N_\alpha = \alpha / \pi \quad (2.3.3)$$

$$\text{et donc } N_\alpha = L / z_b \quad (2.3.4)$$

Naturellement, ce nombre de cycles est valable à une longueur d'onde donnée. Les longueurs d'onde choisies pour faire l'étirage (pour compter le nombre de battements) sont celles des lasers utilisés le plus couramment en télécommunication, c'est-à-dire 1300 nm, 1550 nm et éventuellement 980 nm. Ainsi sur la figure 2.3, qui montre une réponse typique d'un coupleur en fonction de l'élongation la longueur d'onde utilisée est 1552,3 nm. L'évolution des deux grandeurs  $z_b$  et  $N_\alpha$  en fonction des paramètres de



fabrication que sont le degré de fusion  $f$  et le taux de réduction inverse  $TRI$  peut se résumer ainsi [2]. Lorsque le degré de fusion augmente, les cœurs des deux fibres se rapprochent (paragraphe 2.2). Donc pour un  $TRI$  donné, plus le degré de fusion augmente plus  $z_b$  diminue. L'effet est plus important pour les faibles degrés de fusion ( $f \approx 0$ ). Pour un degré de fusion donné, lorsqu'on diminue les dimensions transverses de la structure, donc le paramètre  $TRI$ , on rapproche aussi les cœurs de fibre, donc on a encore  $z_b$  qui diminue. Ce comportement est directement transposable pour  $N_\alpha$  car  $N_\alpha$  est inversement proportionnel à  $z_b$  (dans le cas d'une section uniforme). Par exemple, pour un degré de fusion donné  $f$  et une longueur donnée  $L$  si on réduit la section, on augmente  $N_\alpha$ .

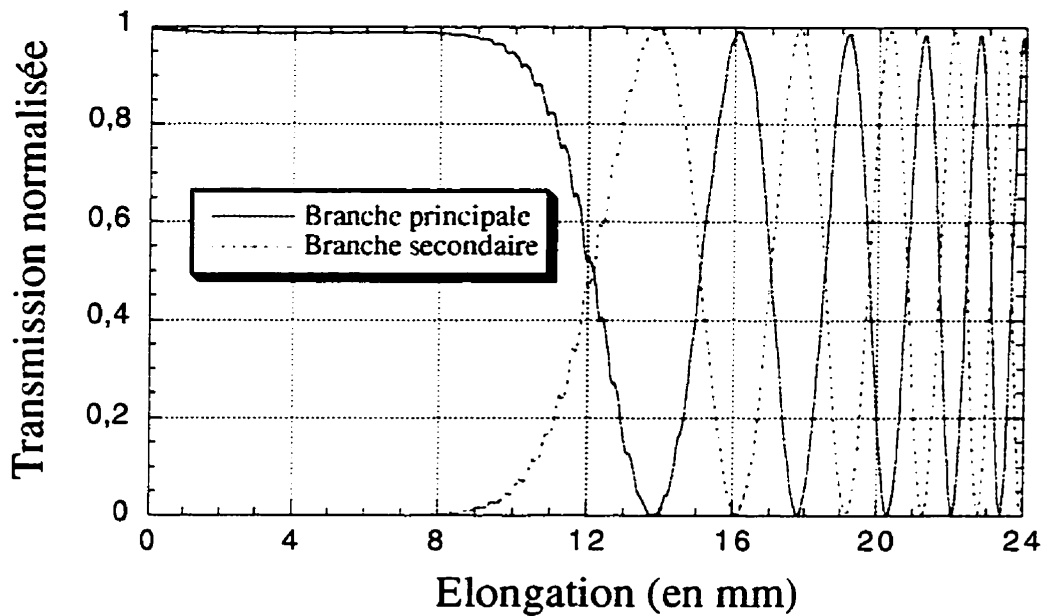


Figure 2.3 : Élongation typique d'un coupleur 2x2 fusionné.

## 2.4 Comportement en fonction de la longueur d'onde

### 2.4.1 Caractéristiques de démultiplexage

Avant d'aborder les paramètres influençant la réponse en longueur d'onde, on va rappeler brièvement dans la cette partie les grandeurs nécessaires pour caractériser cette réponse.

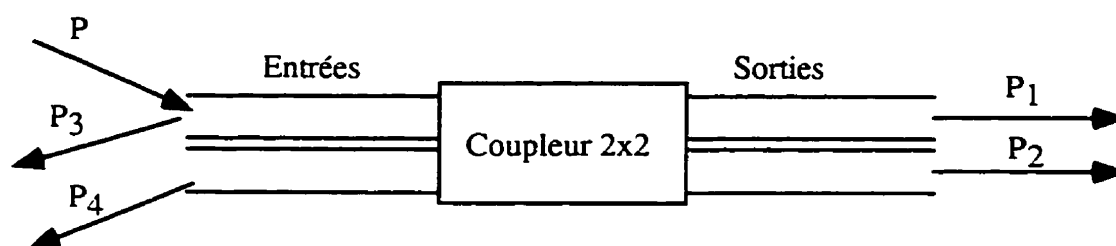


Figure 2.4 : Conventions des puissances.

Pour un coupleur 2x2, on définit les transmissions dans les branches 1 et 2 par

$$T_1 = P_1/P \quad \text{et} \quad T_2 = P_2/P \quad (2.4.1.1)$$

où  $P_1$  et  $P_2$  sont respectivement les puissances de sortie des branches 1 et 2, et  $P$  la puissance injectée dans la branche 1 du coupleur (on utilise en général une seule entrée). Les rapports de couplage pour les branches 1 et 2 sont alors donnés par  $R_1 = P_1/(P_1 + P_2)$  et  $R_2 = P_2/(P_1 + P_2)$ . On appelle ici pertes d'insertions, les valeurs des transmissions en décibels définies par

$$T_{dB1} = -10 \log(P_1/P) \quad \text{et} \quad T_{dB2} = -10 \log(P_2/P) \quad (2.4.1.2)$$

Les vraies pertes, c'est-à-dire celles dues à la fabrication, sont données par l'expression en décibel

$$\gamma = -10 \log(1 - \Gamma) \quad (2.4.1.3)$$

où  $\Gamma$  est le facteur multiplicatif de la transmission globale (2.1.13 et 2.1.14). On définit aussi la directivité comme la portion de la puissance totale réfléchie dans les branches d'entrées 1 et 2.

$$D_{dB3} = -10 \log(P_3 / P) \quad \text{et} \quad D_{dB4} = -10 \log(P_4 / P) \quad (2.4.1.4)$$

Pour des dispositifs visant au démultiplexage en longueur, il est pratique de parler d'isolation définie comme les pertes d'insertion à une longueur d'onde  $\lambda$  par

$$I_1(\lambda) = T_{dB1} \quad \text{et} \quad I_2(\lambda) = T_{dB2} \quad (2.4.1.5)$$

On définit aussi l'isolation entre deux branches par

$$I(\lambda) = |I_1(\lambda) - I_2(\lambda)| = |10 \log(P_1 / P_2)| \quad (2.4.1.6)$$

Pour définir plus précisément la réponse en longueur d'onde (figure 2.5), on appellera la bande de réjection à 10 décibels, la largeur spectrale sur laquelle l'isolation est supérieure à 10 dB et on la notera  $\Delta\lambda_{-10dB}$ . De même la bande passante à 1 décibel est la largeur spectrale sur laquelle l'isolation est inférieure à 1 dB et est notée  $\Delta\lambda_{+1dB}$  ou  $\Delta\lambda_{1dB}$ . Par la suite, les signes - et + désigneront toujours des indices relatifs à des valeurs de la bande de réjection respectivement de la bande de passage.

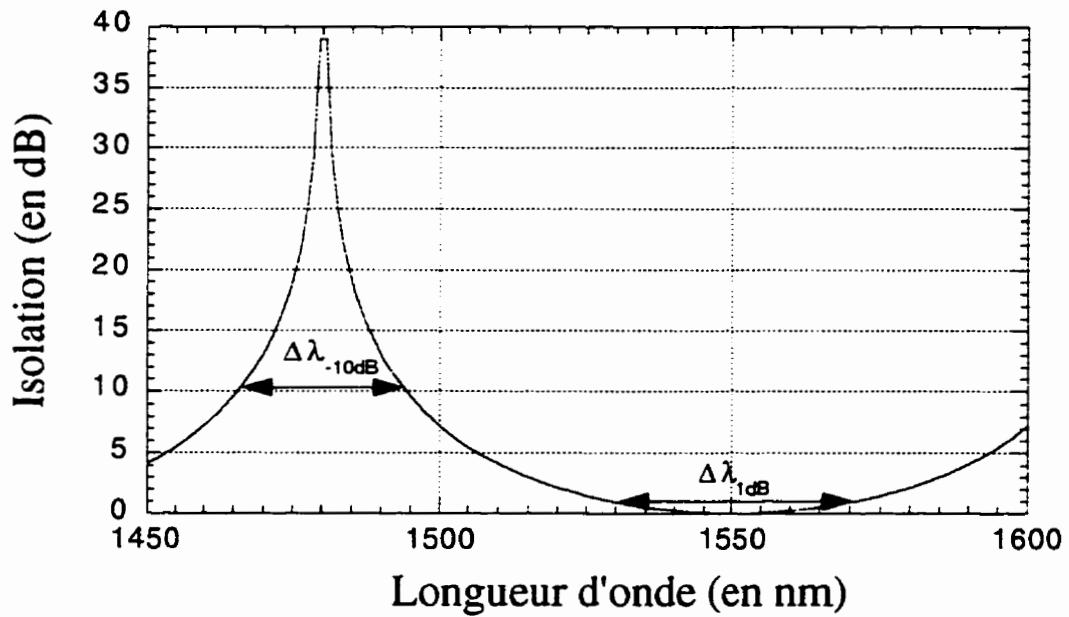


Figure 2.5 : Bande de réjection  $\Delta\lambda_{-10dB}$  et bande passante  $\Delta\lambda_{1dB}$ .

Par souci de généralité, on introduit les ratios  $R\Lambda_x$  et  $R\Lambda_{-x}$  comme étant respectivement le rapport entre les bandes passantes et de réjection et la période  $\Lambda$  de la réponse spectrale, ce qui s'écrit

$$R\Lambda_x = \frac{\Delta\lambda_x}{\Lambda} \quad \text{et} \quad R\Lambda_{-x} = \frac{\Delta\lambda_{-x}}{\Lambda} \quad (2.4.1.7)$$

On a bien sûr  $R\Lambda_x = 1 - R\Lambda_{-x}$ . On définit de la même façon un rapport  $R\Lambda$  entre la bande spectrale et la période en longueur d'onde pour l'isolation entre les branches.

### 2.4.2 Évolution du spectre en fonction des paramètres de fabrication

La dépendance en longueur d'onde découle directement du comportement en fonction de l'élongation. En s'arrêtant à un  $N_\alpha$  (2.3.3) entier à 1550 nm, on fabrique un coupleur 100%/0% ou un coupleur passe 1550 nm. On définit la période en longueur d'onde  $\Lambda$  par  $2\pi/\Lambda = d(2\alpha)/d\lambda$  (2.4.2.1) ce qui donne avec l'expression de  $\alpha$  (2.3.1)

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{d(\beta_1^s - \beta_2^s)}{d\lambda} dz \quad (2.4.2.2)$$

Dans le cas d'un profil longitudinal uniforme, on relie directement la période à  $N$  par

$$N_\alpha \Lambda = \frac{(\beta_1^s - \beta_2^s)}{\frac{d(\beta_1^s - \beta_2^s)}{d\lambda}} \quad (2.4.2.3)$$

ce qui donne à  $N_\alpha \Lambda$  un comportement linéairement décroissant en fonction du  $TRI$ . Le degré de fusion  $f$  augmente aussi ce produit quand il augmente. Comme pour les fibres effilées (3.1.1.11), l'inverse de la période  $\Lambda$  est quasi-proportionnelle à  $N_\alpha$  pour des valeurs de  $N_\alpha$  supérieures à 2 et un degré de fusion assez élevé. On peut donc avoir rapidement une idée de la période en utilisant la relation

$$\frac{1}{\Lambda} \equiv \frac{N_\alpha}{\lambda} \quad (2.4.2.4)$$

Si on considère maintenant, l'application du multiplexeur/démultiplexeur, on peut écrire les transmissions de sortie en fonction de la période en longueur d'onde.

$$T_1 = \cos^2(\pi(\lambda - \lambda_0)/\Lambda) \quad \text{et} \quad T_2 = \sin^2(\pi(\lambda - \lambda_0)/\Lambda) \quad (2.4.2.5)$$

On a supposé que le coupleur 2x2 était maximum à  $\lambda_0$  ce qui garde la généralité ici du problème. On peut alors donner facilement les expressions analytiques de  $RA_x$  et  $RA_{-x}$ .

$$RA_{-x} = (1 - 2\text{Arc cos}(10^{-X/20})/\pi) \quad \text{et} \quad RA_x = 2\text{Arc cos}(10^{-X/20})/\pi \quad (2.4.2.6)$$

Sur la figure 2.6, on constate une décroissance quasi-exponentielle de  $RA_{-x}$ . On peut trouver en effet une approximation pour  $RA_{-x}$ .

$$RA_{-x} = \frac{2}{\pi} 10^{-X/20} \quad (2.4.2.7)$$

Pour des valeurs de X supérieures à 12,5 dB, l'erreur relative est de 1% ce qui est bien suffisant étant donné la précision des mesures sur le spectre. Pour la fonction de démultiplexage, il est important aussi de regarder l'isolation entre les branches qui est égale dans ce cas à

$$I(\lambda) = 10 \log \left\{ \tan^2 \left[ \pi(\lambda - \lambda_0)/\Lambda \right] \right\} \quad (2.4.2.8)$$

$$\text{On trouve alors} \quad RA = 2\text{Arc tan}(10^{-I/20})/\pi \quad (2.4.2.9)$$

On trouve la même approximation pour  $RA$ . Cette fois-ci, l'erreur relative est inférieure à 1% pour X supérieure à 15,2 dB. Les bandes passantes et de réjection données dans la figure 2.7 pour un signal parfaitement sinusoïdal montrent les limites intrinsèques de la réponse du coupleur 2x2.

On n'a pas pris en compte les pertes éventuelles, la non périodicité de la réponse en longueur d'onde et surtout la dépendance en polarisation du coupleur 2x2. Ces résultats sont intéressants car ils donnent une limite supérieure aux bandes passantes et de réjection. Expérimentalement on s'attend toujours à trouver un peu moins. De plus, on peut calculer à partir des expressions précédentes, n'importe quelle bande passante ou de réjection pour n'importe quelle période.

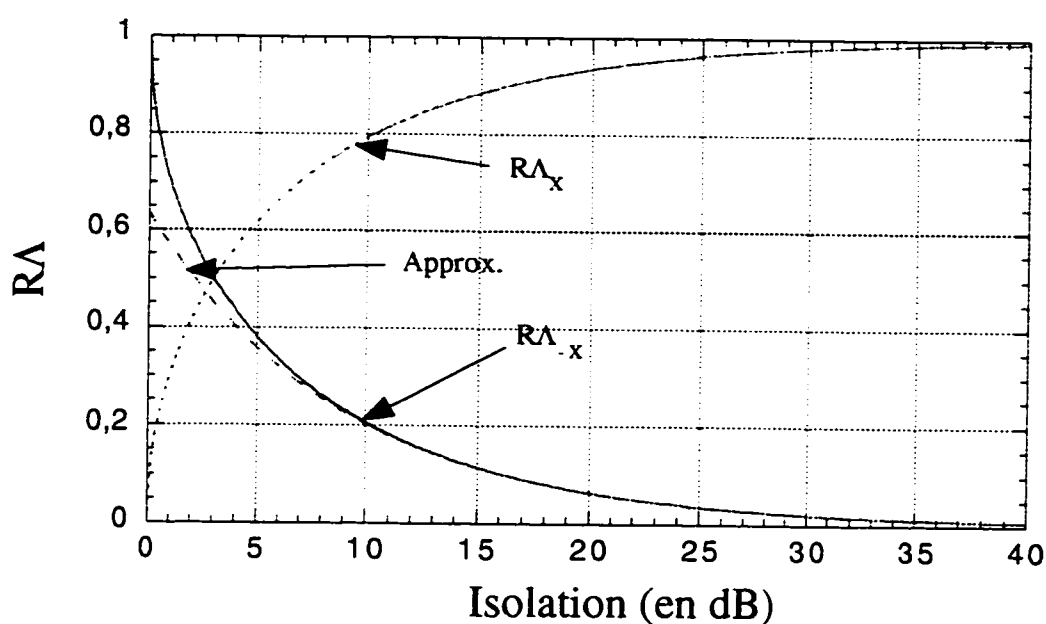


Figure 2.6 :  $RA_x$  et  $RA_{-x}$  en fonction de l'isolation pour un coupleur 2x2 sans effet de polarisation.

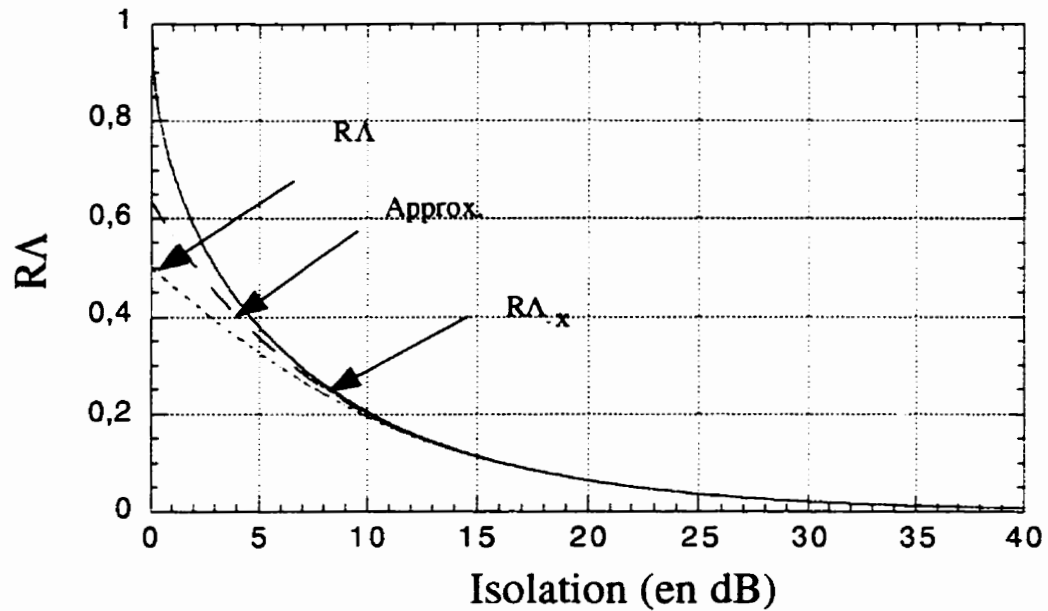


Figure 2.7 :  $RA$  en fonction de l'isolation pour un coupleur 2x2 sans effet de polarisation.

## 2.5 Comportement en fonction de la polarisation

Le coupleur 2x2 est, par construction géométrique, biréfringent et possède alors une dépendance en polarisation. Comme il n'y a pas de couplage entre les deux états de polarisation  $x$  et  $y$ , les puissances de sortie vont s'exprimer comme la somme des puissances de chacune des polarisations. Soit

$$P_1 = \eta \cos^2(\alpha_x) + (1 - \eta) \cos^2(\alpha_y) \quad (2.5.1)$$

$$P_2 = \eta \sin^2(\alpha_x) + (1 - \eta) \sin^2(\alpha_y)$$



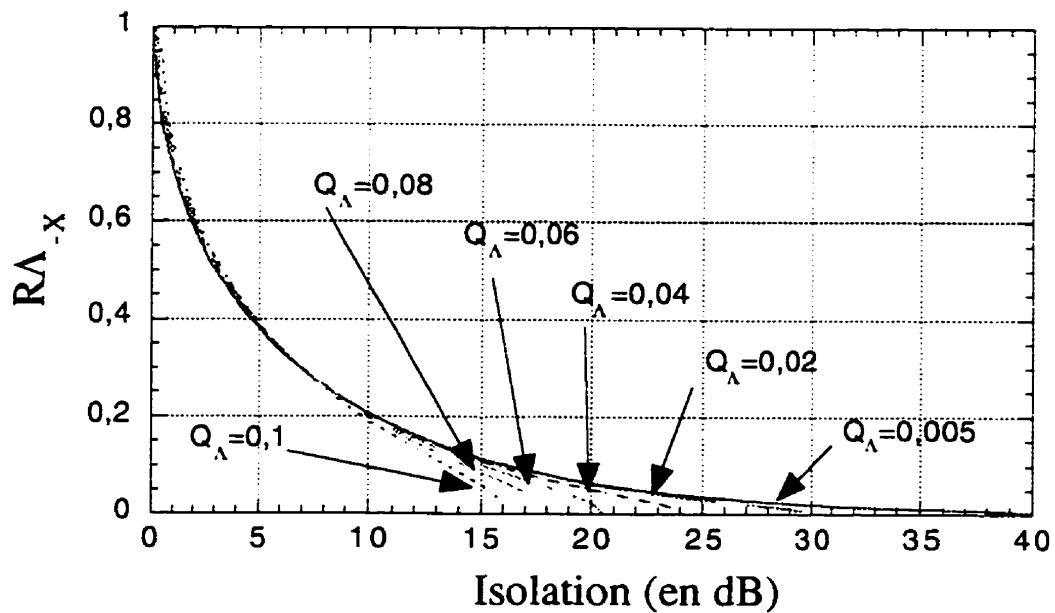
Avec  $\eta = |\mathbf{p} \cdot \hat{\mathbf{x}}|^2$ , où  $\mathbf{p}$  caractérise l'état de polarisation linéaire du mode à l'entrée du coupleur. Cet état dépend notamment de la polarisation de la source. Pour les sources non polarisées, la valeur de  $\eta$  est bien sûr 0,5. Les paramètres  $\alpha_x$  et  $\alpha_y$  correspondent au paramètre  $\alpha$  pour les polarisations  $x$  et  $y$ . Ils sont généralement de valeurs différentes ce qui a pour effet d'introduire un battement entre deux fréquences, le signal  $(\alpha_x + \alpha_y)/2$  étant modulé en amplitude par  $(\alpha_x - \alpha_y)/2$ , dans la réponse en fonction de l'élongation et dans celle en fonction de la longueur d'onde. Pour caractériser ces deux comportements, on introduit généralement deux grandeurs : une pour la réponse en fonction de l'élongation

$$Q_z = \frac{z_{by} - z_{bx}}{z_{by} + z_{bx}} \quad (2.5.2)$$

et une pour la réponse en fonction de la longueur d'onde

$$Q_\lambda = \frac{\Lambda_y - \Lambda_x}{\Lambda_y + \Lambda_x} \quad (2.5.3)$$

où  $z_{bx}$ ,  $z_{by}$ ,  $\Lambda_x$  et  $\Lambda_y$  sont respectivement les longueurs de battement pour les polarisations  $x$  et  $y$  et les périodes en longueur d'onde pour les polarisations  $x$  et  $y$ . Expérimentalement, l'étirage se fait avec un laser qui est polarisé et la réponse spectrale avec des diodes qui ne le sont pas. Il n'y a pas d'expression simple cette fois-ci pour exprimer les ratios  $RA_{-x}$ ,  $RA_x$  et  $RA$ . Cependant, on peut trouver une allure en simulant l'évolution de ceux-ci dans le cas général pour la première période après l'accord entre  $\alpha_x$  et  $\alpha_y$ . On peut voir sur la figure 2.8 l'influence de l'effet de la polarisation dans la réponse en longueur d'onde sur  $RA_{-x}$  en fonction de l'isolation, pour différentes valeurs de  $Q_\lambda$ .



**Figure 2.8 :** Évolution théorique des ratios  $RA_x$  en fonction de l'isolation pour différentes valeurs de  $Q_A$ .

Plus spécifiquement, on peut retrouver cet effet sur  $RA_{-x}$  et  $RA_x$  à diverses isolations en fonction de  $Q_A$  sur les figures 2.9 et 2.10. L'évolution des bandes passantes et de réjection est différente lorsque  $RA \rightarrow 0$ . En effet, les bandes passantes sont plus rapidement réduites. On peut remarquer aussi que l'effet est encore plus marqué pour les pics d'ordre plus élevés dans la figure 2.11. Si on veut inclure les pertes dans ce calcul, il faut poser l'hypothèse qu'elles sont indépendantes de la longueur d'onde. Les courbes obtenues aux figures 2.9 et 2.10 sont encore valables mais il faut diminuer de la quantité des pertes la valeur de la bande passante ou de réjection.

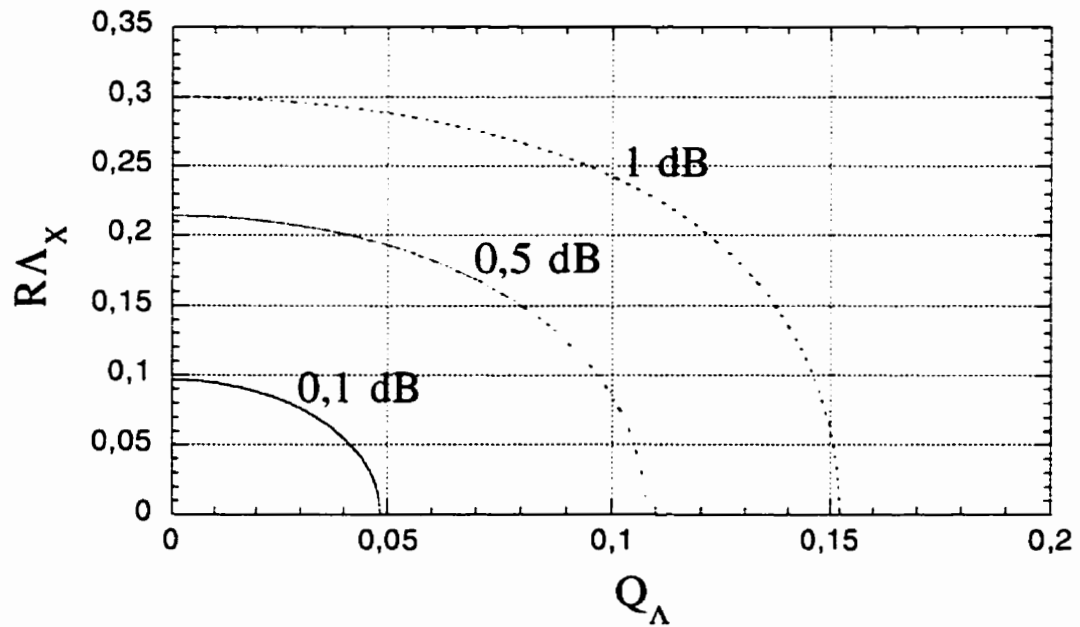


Figure 2.9 : Évolution théorique des ratios  $RA_X$  des bandes passantes à 0,1, 0,5 et 1 dB en fonction de  $Q_A$ .

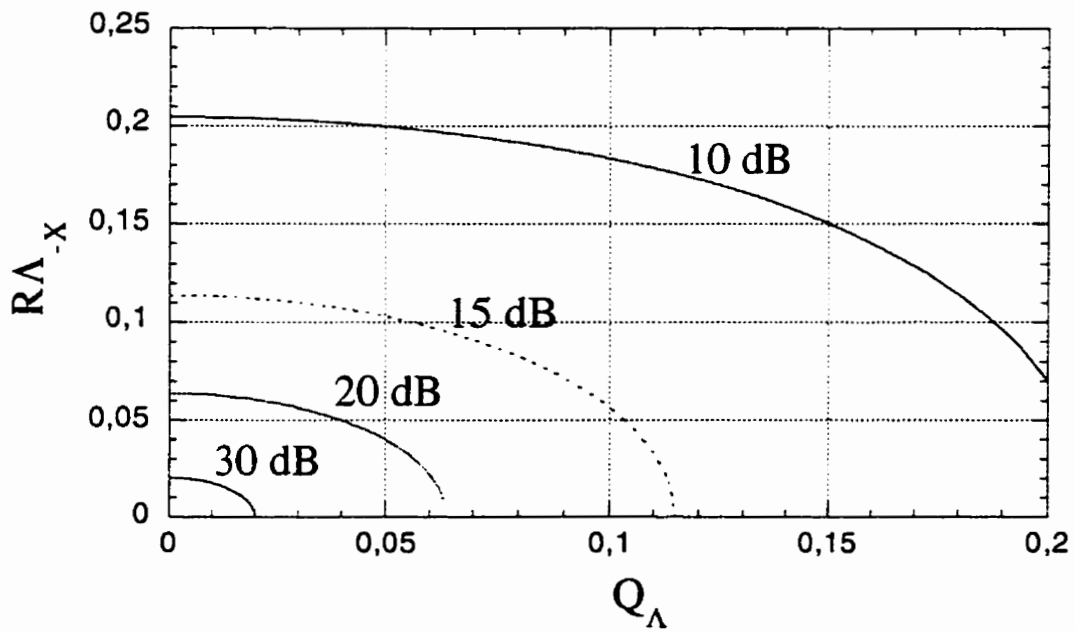
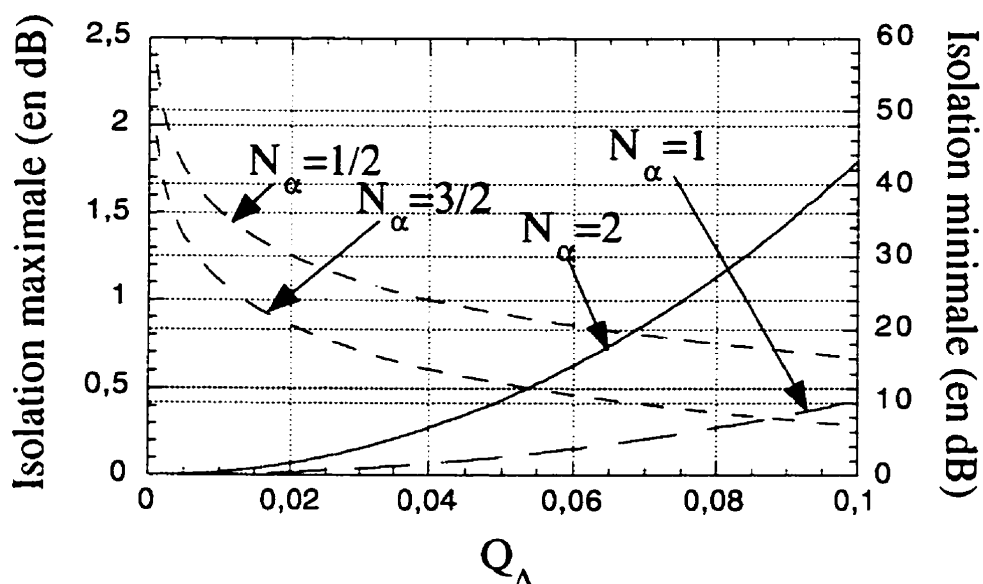


Figure 2.10 : Évolution théorique des ratios  $RA_X$  des bandes de réjection à 10,15, 20 et 30 dB en fonction de  $Q_A$ .



**Figure 2.11 :** Isolations théoriques maximales et minimales pour les deux premiers cycles dans la branche principale.

Enfin pour relier  $Q_A$  aux paramètres de fabrication, il est nécessaire d'obtenir la relation de  $Q_A$  en fonction du *TRI* (taux de réduction inverse) et  $f$  le degré de fusion de la structure. Les travaux qui ont été effectués [4] montrent le comportement général suivant : lorsque l'on augmente le degré de fusion  $f$ , on diminue la dépendance en polarisation  $Q_A$ , de même lorsque l'on augmente le *TRI* (ou de façon équivalente lorsqu'on augmente la largeur de balayage de la torche  $l_b$ ) on diminue aussi la dépendance en polarisation. Ces résultats sont importants pour fabriquer, comme on le verra plus loin, des démultiplexeurs performants.

## 2.6 Comportement en fonction de la température

Les coupleurs sont, comme on l'a vu auparavant, des interféromètres modaux à deux modes. Le transfert de puissance est exprimé à partir du paramètre  $\alpha$ . Si, par souci de simplification, on néglige les effets de polarisation, la variation de la puissance (2.1.13) liée à la température est donnée par

$$\frac{dP_1}{dT} = -\sin(2\alpha) \frac{d\alpha}{dT} = -\frac{dP_2}{dT} \quad (2.6.1)$$

Il apparaît que le comportement en fonction de la température est dicté par  $d\alpha/dT$ . Pour comprendre son évolution, on simplifie l'expression (2.1.12) de  $\alpha$  en négligeant les variations de  $\delta\beta = \beta_s^1 - \beta_s^2$  avec  $z$  par

$$\alpha = \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) \delta n_{eff} L \quad (2.6.2)$$

où  $\delta n_{eff} = \lambda(\beta_s^1 - \beta_s^2)/2\pi$  est la différence entre les indices effectifs des supermodes. Pour quantifier la variation du paramètre  $\alpha$  en fonction de la température, on cherche la variation de la longueur d'onde pour que  $\alpha$  reste constant. En dérivant l'expression 2.6.2, on obtient la relation suivante

$$\frac{d\lambda}{dT} = \lambda \left( \frac{1}{\delta n_{eff}} \frac{d\delta n_{eff}}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \quad (2.6.3)$$

La sensibilité en température du composant est influencée par deux termes : la variation de la différence des indices effectifs des supermodes et la variation de la

longueur du composant (donnée par des tables). On a en effet  $1/L dL/dT = 5 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  pour le quartz [5]. Sur la plage normale de fabrication du coupleur ( $0 < TRI < 0,4$ ), on trouve que la sensibilité thermique totale varie entre  $-0,007 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  et  $-0,015 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  [6]. Cet ordre de grandeur est la limite théorique de la sensibilité des coupleurs en fonction de la température. Elle n'est pas importante pour de grandes périodes mais elle devient problématique pour des périodes d'une dizaine de nanomètres sur une plage de  $100^\circ\text{C}$ . Expérimentalement, une dépendance de  $1,7 \text{ nm}/100^\circ\text{C}$  a été mesurée. On met la différence entre la valeur théorique et la valeur mesurée sur le compte des tensions dues à la colle.

## 2.7 Résultats expérimentaux

Le travail effectué dans cette section se résume à l'élaboration de coupleurs 2x2 multiplexeur/démultiplexeur avec deux types de fibre, la fibre SMF-28 et la fibre flexcore 920. Trois types de coupleurs multiplexeur/démultiplexeur ont été fabriqués : les multiplexeurs/démultiplexeurs denses avec la fibre flexcore 920 (période proche de  $15 \text{ nm}$ ), les moyennement denses (période de  $140 \text{ nm}$ ) et les larges bandes (période de  $500 \text{ nm}$ ) avec la fibre Corning SMF-28. On compare rapidement dans cette partie les données expérimentales avec la théorie.

## 2.7.1 Périodicité

La première caractéristique à contrôler avec des dispositifs multiplexeurs/démultiplexeurs est, bien sûr, la période  $\Lambda$ . On peut remarquer sur la figure 2.12 qu'en général la période suit la loi donnée par l'expression 2.4.2.4. Pour la relation à 1550 nm, la courbe expérimentale se trouve au-dessus de la courbe théorique au départ. Elle tend par la suite pour les valeurs de  $N_\alpha$  plus élevées vers celle-ci. Les valeurs expérimentales pour 980 nm ont été prises pour différentes conditions expérimentales cela explique les déviations par rapport à la théorie. Une fois que l'on connaît le nombre de cycles  $N_\alpha$  nécessaire, il suffit d'ajuster les autres paramètres pour avoir les bonnes caractéristiques comme on va le voir dans les trois exemples qui suivent.

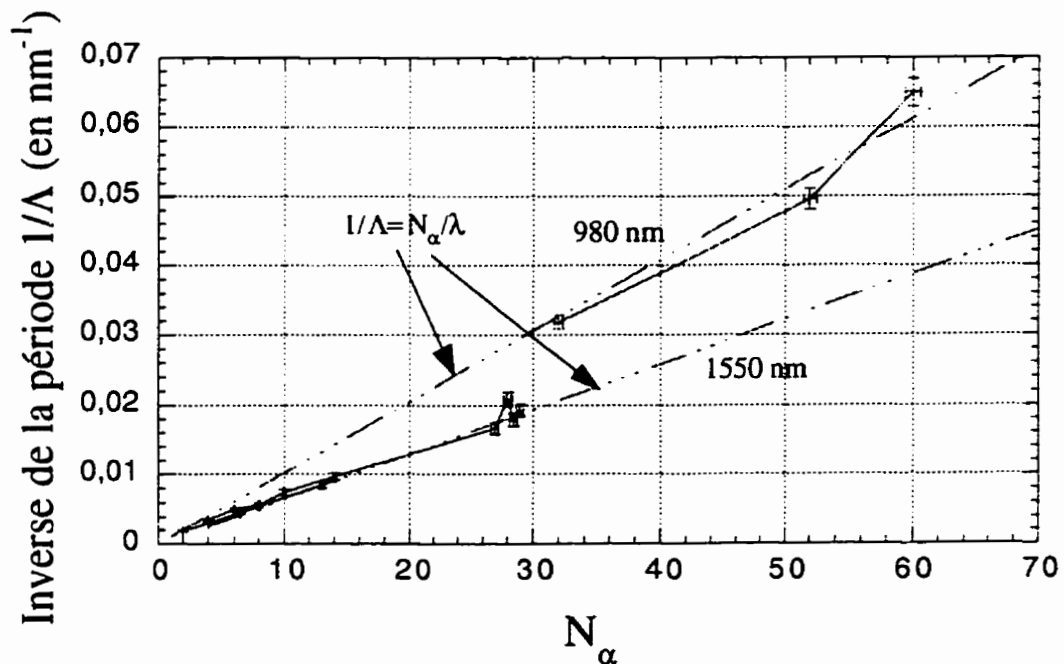
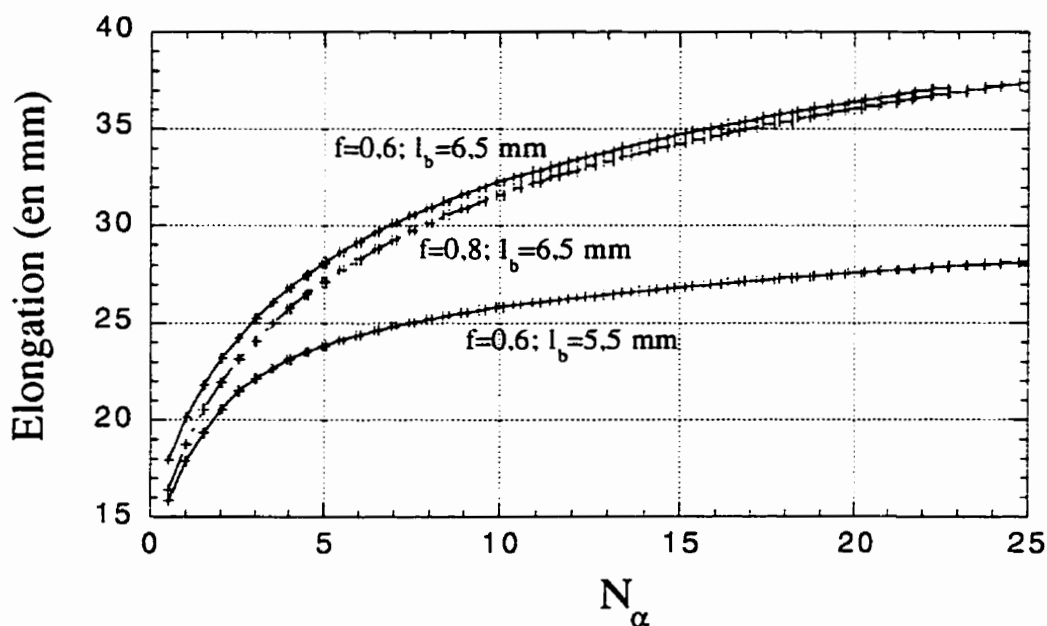


Figure 2.12 : Relation entre la période  $\Lambda$  et le nombre de battements  $N_\alpha$  pour un degré de fusion d'environ 0,6.

## 2.7.2 Multiplexeur/démultiplexeur dense

Pour obtenir des multiplexeurs/démultiplexeurs avec une période de quelques dizaines de nanomètres, il faut beaucoup étirer la structure fusionnée, jusqu'à environ 50 battements. Sur la figure 2.13, on compare l'influence de largeur de balayage de la torche  $l_b$  et du degré de fusion  $f$  sur la longueur du composant pour obtenir certaines valeurs de  $N_\alpha$ . A noter qu'on relie facilement la largeur de balayage avec le *TRI* en utilisant les équations de la section 2.2.1. On ne parlera plus alors ici que de largeur de balayage  $l_b$ . La largeur de balayage a ici une plus grande influence que le degré de fusion sur l'élongation totale, ce qui est normal, car la longueur de battement varie peu entre les degrés de fusion de 0,6 et 0,8.



**Figure 2.13 :** Longueur expérimentale d'étirage en fonction du degré de fusion  $f$  et de la largeur de balayage  $l_b$ .

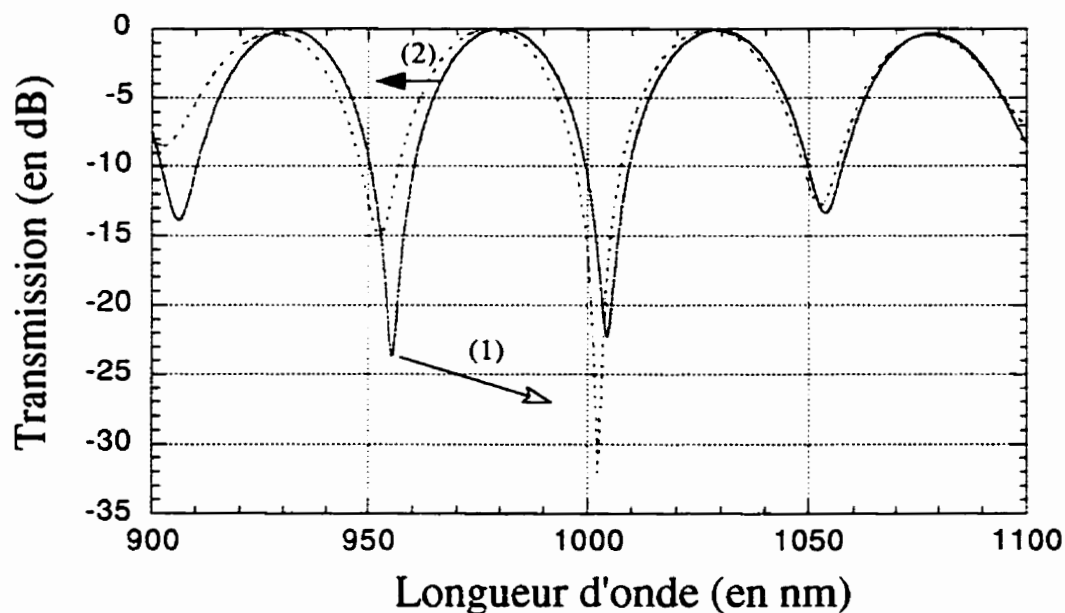


On remarque aussi que la courbe du deuxième essai ( $f=0,8$  ;  $l_b=6,5$  mm) se rapproche de la courbe du premier ( $f=0,6$  ;  $l_b=6,5$  mm), les deux courbes sont en effet asymptotiques lorsque  $N_\alpha \rightarrow 0$ . La longueur du composant est diminuée de 25% pour le troisième essai ( $f=0,6$ ,  $l_b=5,5$  mm). Cependant on ne peut diminuer indéfiniment cette largeur de balayage, car on violerait alors le critère d'adiabaticité (3.1.3). Expérimentalement, on choisit une largeur de balayage de la torche qui assure l'adiabaticité du composant, puis on fait varier le degré de fusion pour obtenir les caractéristiques voulues. Pour obtenir une isolation appréciable (supérieure à 15 dB) entre les deux branches à la longueur d'onde voulue, il faut choisir précisément le degré de fusion. Dans le tableau 2.1, on liste la période pour laquelle on a un maximum d'isolation, c'est-à-dire pour laquelle  $k'\Lambda_x = k\Lambda_y$  avec  $k$  et  $k'$  entiers, pour nos différents essais.

Tableau 2.1 : Périodes de maxima d'isolation pour les essais précédents.

Paramètres de fabrication	Période (en nm)	Isolation maximale (en dB)
$f=0,8$ ; $l_b=6,5$ mm	15,4	14,8
$f=0,6$ ; $l_b=6,5$ mm	21,8	15,0
$f=0,6$ ; $l_b=5,5$ mm	31,4	21,2

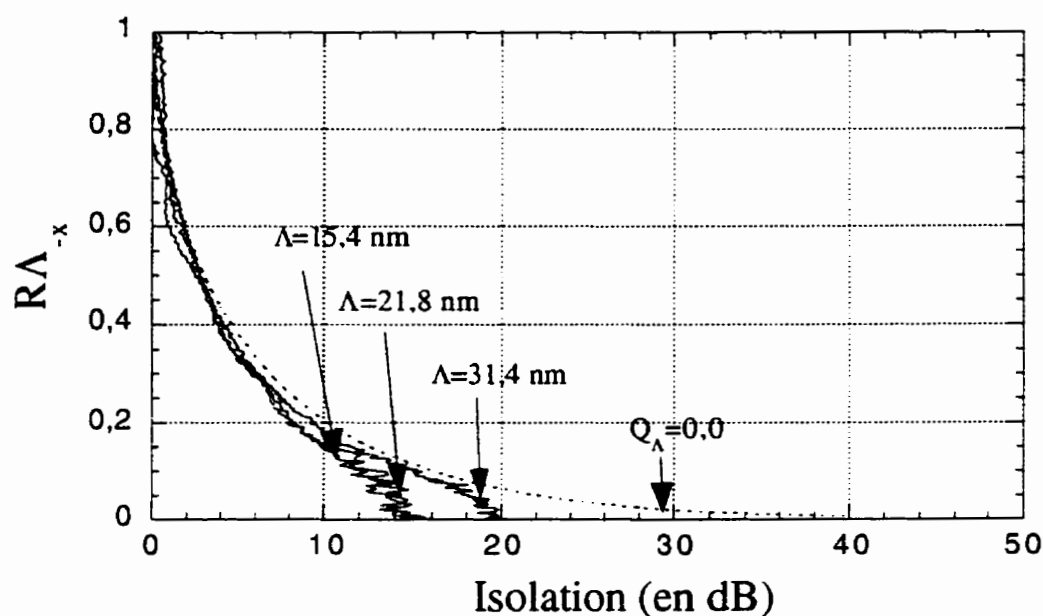
Ces évolutions sont prévisibles. Lorsqu'on diminue le degré de fusion, on augmente la dépendance en polarisation donc on diminue la période d'ajustement et on rapproche la suivante. L'effet est accentué encore par une diminution de la largeur de balayage de la torche. Un ajustement plus fin peut régler ce maximum. On peut voir le résultat de cette manipulation sur la figure 2.14.



**Figure 2.14 :** Effet de l'étirage à froid sur la réponse en longueur d'onde d'un coupleur multiplexeur/démultiplexeur dense.

En effet, en étirant à froid sur le coupleur, on décale la longueur d'onde à laquelle on a un maximum d'isolation vers un autre pic à de plus grandes longueurs d'onde (1), car on diminue sa dépendance en polarisation, mais on change aussi la période, car on décale les pics vers les petites longueurs d'onde (2). Cette approche est abordée aussi au paragraphe 2.7.3. Il faut alors s'arrêter un battement après pendant l'étirage à chaud pour pouvoir compenser pendant l'étirage à froid le saut du maximum d'isolation mais un peu avant la longueur d'onde désirée pour compenser le changement de période pendant l'étirage à froid. On peut passer à présent à la dernière caractéristique qui concerne ce paragraphe, c'est-à-dire  $RA_x$ . On a relevé  $RA_x$  près du maximum d'isolation sur la figure 2.15. On a, bien sûr, des performances bien inférieures à celle d'un coupleur ne dépendant pas de la polarisation. En se reportant aux figures 2.8, 2.9 et 2.10 on trouve

un  $Q_\Lambda$  équivalent de 0,065 pour l'essai 1, 0,1 pour les essais 2 et 3. Cependant, on peut certainement améliorer les résultats en affinant les réglages. Il faut pour cela un montage d'étirage où les différentes paramètres de fabrication (le débit de la torche ainsi que la forme de la flamme et le positionnement des moteurs) sont bien contrôlés.



**Figure 2.15 :** Comparaison entre les  $RA_x$  pour les composants fabriqués autour de la longueur d'onde réjection ayant l'isolation maximale.

Ces expériences peuvent être reproduites avec la fibre Corning SMF-28 pour la fabrication de multiplexeur/démultiplexeur denses autour 1550 nm [7].

### 2.7.3 Multiplexeur/démultiplexeur moyennement dense

Un coupleur avec une période de 140 nm pour multiplexeur/démultiplexeur 1480/1550 nm est utilisé dans les amplificateurs à l'erbium. On en voit un schéma simplifié sur la figure 2.16. Le coupleur sera utilisé au niveau du multiplexeur et du

démultiplexeur. Bien que la période du coupleur ne soit pas très petite, les effets de polarisation commencent déjà à être importants. La période de 140 nm place le coupleur avant le premier nœud de polarisation. Comme on ne peut pas atteindre le premier ventre de polarisation, on n'a d'autre choix que de minimiser la dépendance en polarisation. Pour cela, un certain nombre de tests ont été effectués en changeant le degré de fusion  $f$  et la largeur de balayage  $l_b$ .

Signal  $\lambda_s$

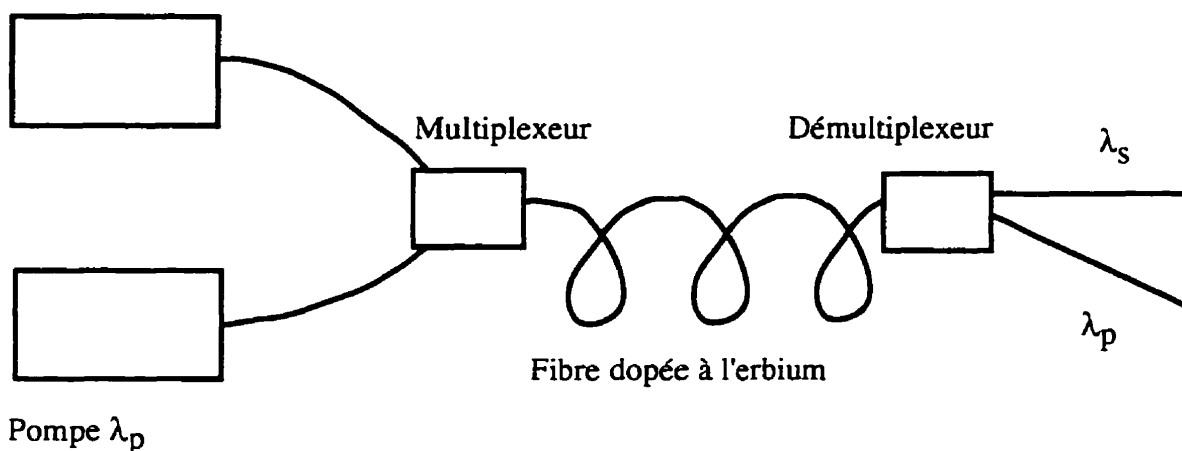


Figure 2.16 : Schéma simplifié de l'amplificateur à fibre dopée à l'erbium.

Sur la figure 2.17, on a reporté un grossissement de la figure 2.12. L'inverse de la période pour des faibles valeurs de  $N_\alpha$  dépend davantage des paramètres de fabrication. On peut obtenir une période de 140 nm avec différents paramètres de fabrication et différentes valeurs de  $N_\alpha$ . Le choix de ces valeurs est déterminé par la dépendance en polarisation ou encore la meilleure isolation à 1480 nm. On a tracé sur la figure 2.18 pour les mêmes paramètres de fabrication l'isolation maximale en fonction du nombre de battements  $N_\alpha$ . La recette avec un degré de fusion de 0,75 et une largeur de balayage de 7 mm semble être la meilleure pour notre application. La largeur de balayage pourrait être encore augmentée pour améliorer les performances (paragraphe 2.5). Cependant la longueur du composant fixe une limite à cette largeur.

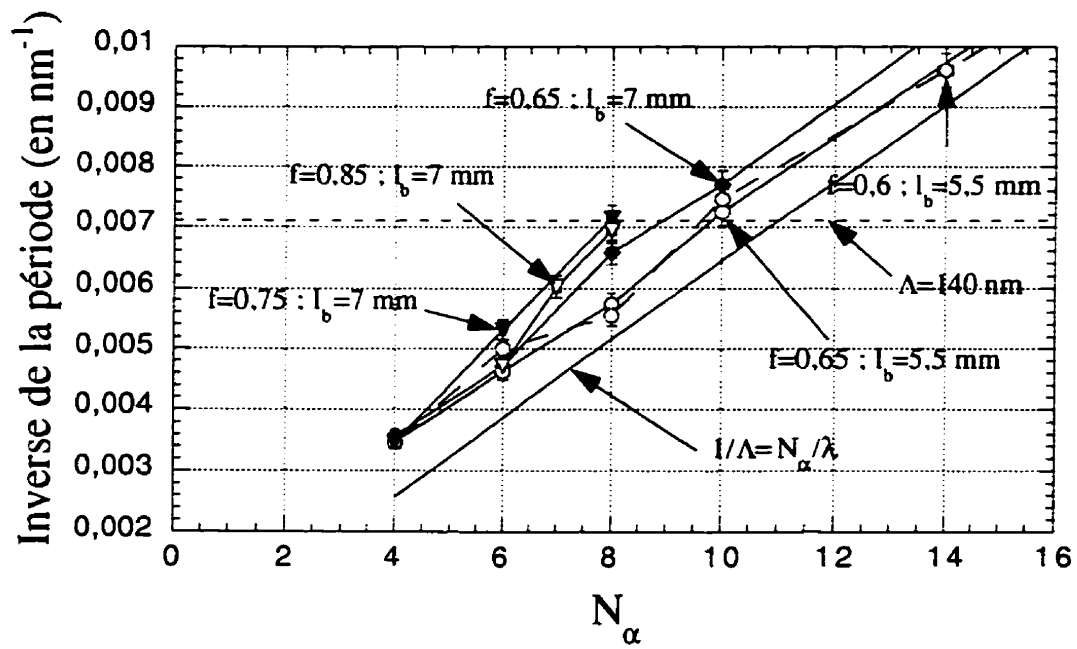


Figure 2.17 : Influence des paramètres de fabrication sur la période  $\Lambda$ .

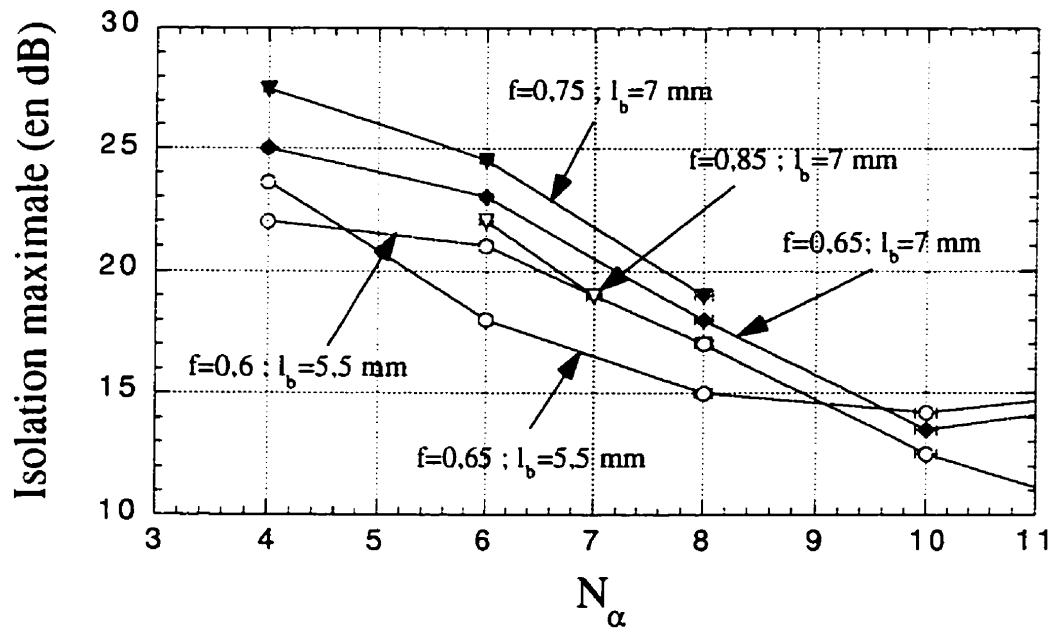
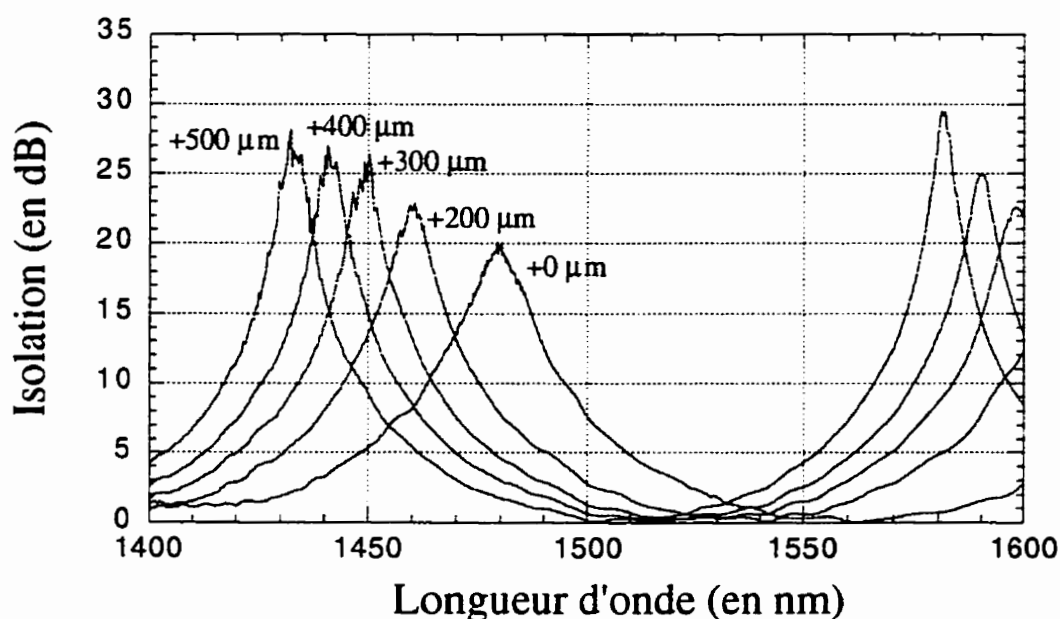


Figure 2.18 : Isolation maximale en fonction de  $N_\alpha$  pour différents paramètres de fabrication.

Une autre solution, déjà évoquée dans la section précédente, peut influencer la dépendance en polarisation. Il s'agit de l'étirage à froid. On peut voir son effet sur la figure 2.19. Bien sûr cet ajustement est limité à 200  $\mu\text{m}$  pour ce type de coupleur afin d'éviter une fragilité excessive.

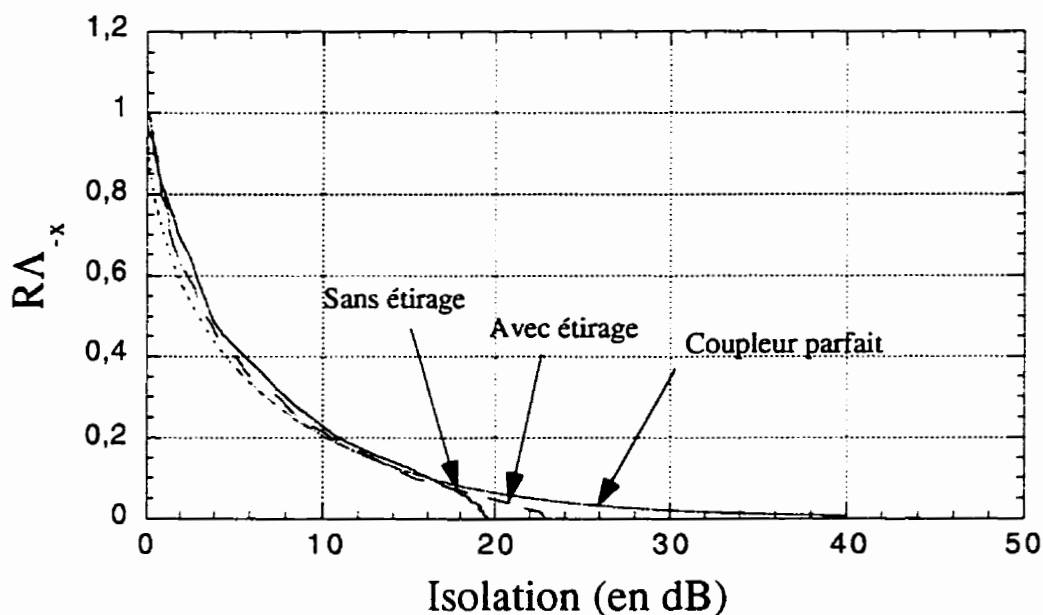


**Figure 2.19 :** Effet de l'étirage à froid sur la réponse en longueur d'onde dans la branche principale.

On constate que l'effet d'augmentation de la période et de l'isolation n'est pas linéaire avec l'élongation. Il y a saturation du processus. Pour avoir de bonnes caractéristiques, il faut compenser l'effet d'augmentation de période en fonction de l'allongement. Pour cela, il faut étirer un peu plus le coupleur à chaud, puis ensuite tirer dessus à froid. L'action de l'étirage à froid est principalement reliée aux contraintes mécaniques car les coupleurs sont au départ sans aucune perte et sans défaut de symétrie. L'explication de ce phénomène reste encore assez floue, car il faut tenir compte de ces

contraintes mécaniques qui modifient les constantes de propagation de chaque polarisation, ce qui n'est pas facilement modélisable.

En répétant la recette optimale avec la procédure d'étirage supplémentaire, on est capable d'obtenir les  $RA_x$  des réponses en longueur d'onde à 1480 nm. On les compare dans la figure 2.20 à celle d'un coupleur indépendant de la polarisation.



**Figure 2.20 :**  $RA_x$  de la réponse en longueur d'onde des coupleurs 1480/1550 nm réalisés autour de la longueur de réjection à 1480 nm.

De la même façon que précédemment, on peut trouver un  $Q_\lambda$  équivalent à chacun des coupleurs. On trouve  $Q_\lambda = 0,063$  pour le coupleur sans étirage à froid et  $Q_\lambda = 0,048$  pour le coupleur avec étirage. On obtient donc pour le coupleur 1480/1550 nm une bande de réjection à 15 dB de 14 nm et une isolation maximale de 22,5 dB à 1480 nm. La longueur du composant emballé est de 5 cm ce qui lui donne des

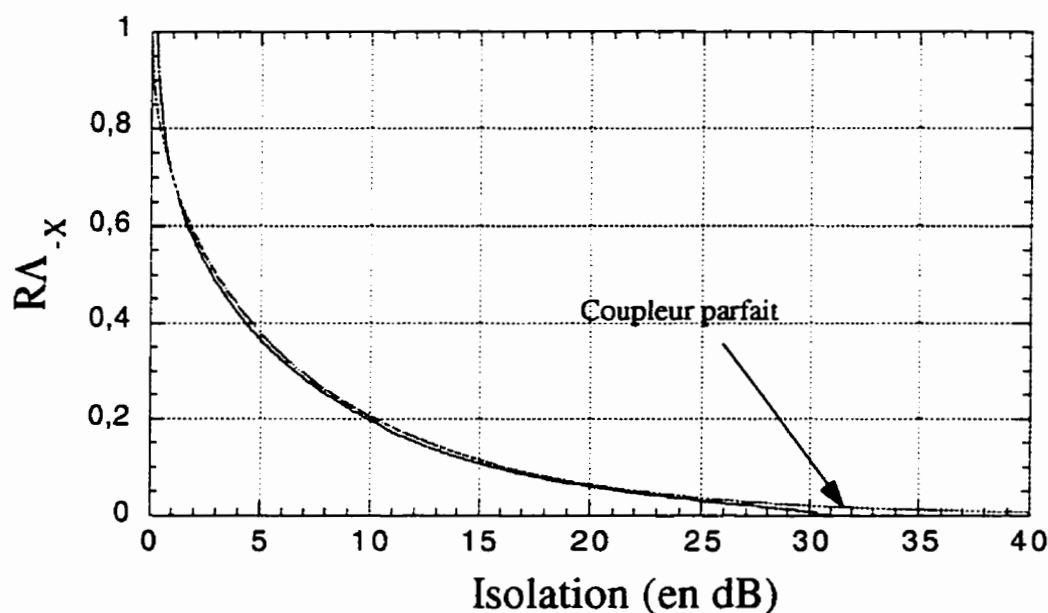
caractéristiques supérieures à celles déjà rapportées [8], [9], [10]. Ces bons résultats ont été obtenus en optimisant à la fois le degré de fusion et la largeur de balayage et en appliquant la technique de l'étirage à froid.

### 2.7.4 Multiplexeur/Démultiplexeur large bande

La dernière partie des résultats expérimentaux traite de coupleurs avec une plus grande période. Il s'agit en particulier de coupleur 1300/1550 nm. Leur principale utilisation est le multiplexage/démultiplexage en longueur d'onde des deux principales fenêtres de télécommunications : l'une à dispersion minimale 1300 nm et l'autre à atténuation minimale 1550 nm.

Pour les grandes périodes, la relation entre l'inverse de la période  $\Lambda$  et le nombre de battements  $N_\alpha$  n'est pas linéaire. On peut typiquement obtenir une période de 500 nm pour  $0,5 < N_\alpha < 2$  en faisant varier la largeur de balayage  $l_b$  et le degré de fusion  $f$ . La dépendance en polarisation n'est pas ici très importante comme on peut le remarquer dans la figure 2.21. Le coupleur dont on a relevé le ratio  $RA_x$  dans la figure 2.21 a été réalisé avec deux battements à 1550 nm et donc avec le profil longitudinal le plus abrupt. On peut remarquer qu'il se confond presque avec le  $RA_x$  d'un coupleur sans dépendance en polarisation. Il a été réalisé avec degré de fusion de 0,5 et une largeur de balayage  $l_b$  de 4 mm avec une largeur de flamme  $l_f$  de 6 mm. Les caractéristiques obtenues sont faibles [11], principalement à cause du mauvais contrôle de la forme de la flamme au moment de ces expériences interdisant une optimisation du degré de fusion.





**Figure 2.21** : Comparaison entre le rapport  $RA_x$  d'un coupleur 1300/1550 nm réalisé autour de la longueur de réjection à 1300 nm avec celui d'un coupleur sans dépendance en polarisation.

## 2.8 Conclusion

Dans ce chapitre, on a étudié l'évolution des bandes passantes et de réjection en fonction de  $Q_\lambda$  et donc indirectement en fonction des différents paramètres de fabrication qui sont principalement  $f$  le degré de fusion et  $TRI$  le taux de réduction inverse. Cette étude a été suivie par la réalisation de coupleurs multiplexeurs/démultiplexeurs sur une grande plage de période  $\Lambda$  en longueur d'onde allant de 15 nm à 500 nm.

## CHAPITRE III

### FILTRES SPECTRAUX AVEC DES FIBRES EFFILÉES

Nous avons vu précédemment dans le chapitre 2 les principales caractéristiques des coupleurs 2x2 fusionnés ainsi que leurs performances dans le cas des démultiplexeurs. Les fibres effilées vont elles être utilisées pour le filtrage à même la fibre et pour aider à améliorer les performances des coupleurs 2x2 dans le cadre de structures cascadées. Dans un premier temps, une base théorique des fibres effilées va être donnée pour mieux appréhender les différentes structures obtenues. Elle sera suivie des résultats expérimentaux obtenus avec différents types de fibres. La dernière partie traitera de filtres spectraux de meilleures performances utilisant plusieurs fibres effilées.

#### 3.1 Aspect théorique

Les fibres utilisées pour la fabrication des fibres effilées peuvent être très diverses : à gaine uniforme, à gaine semi-enterrée, réhaussée ou encore à profil en W. Pour des raisons de compatibilité entre les fibres, c'est-à-dire pour que les épissures avec les fibres communément utilisées en télécommunication aient peu de pertes, on utilise les premières. Voilà pourquoi on a utilisé pour la fabrication la fibre Corning SMF 28 (voir Annexe A). Cependant on rapportera des résultats expérimentaux d'autres fibres, comme la Northern Telecom à gaine semi-enterrée et la Flexcore 920, une autre fibre à gaine uniforme pour effectuer la comparaison. L'étape de fusion n'est pas nécessaire pour les fibres effilées, car on ne cherche pas à coupler de la puissance d'une fibre à une autre. Pour fabriquer

une fibre effilée, on chauffe la fibre localement et on l'étire. Le profil résultant dépend beaucoup de la forme de la torche réalisant l'étirage (paragraphe 2.2.2).

### 3.1.1 Approximation soudaine

Un modèle simple peut être élaboré en utilisant l'approximation soudaine [12] pour rendre compte des phénomènes physiques principaux se produisant dans les fibres effilées. Dans ce modèle, on considère les régions de transition de la fibre réduites à un simple plan en  $z$ . Elles se font donc de façon rapide et analogue aux épissures entre deux fibres. La structure résultante peut être divisée en trois parties. La première partie est composée d'un segment unimodal, la deuxième d'un segment multimodal et la troisième d'un autre segment unimodal ce qui donne une structure de "sandwich" comme représentée dans la figure 3.1.

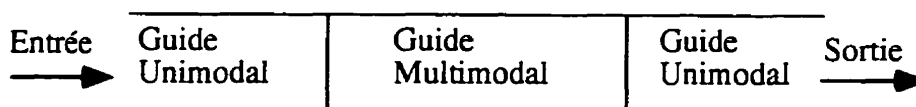


Figure 3.1 : Modèle de l'approximation soudaine pour une fibre effilée.

La partie centrale est multimodale car la réduction du diamètre de la fibre l'a fait passer d'un guide d'onde à deux couches (cœur et gaine) à un autre guide à deux couches (gaine et milieu extérieur qui est le plus souvent l'air). Le comportement physique devient alors clair. Le mode fondamental de la première partie va exciter les différents modes de la structure multimodale. Ceux-ci vont se propager alors le long du guide avec leur constante de propagation propre. Selon le déphasage accumulé le long du guide

multimodal une fraction plus ou moins grande de la puissance initiale va être recouplée dans la troisième partie. Cette puissance dépend aussi de la longueur d'onde et c'est cette importante propriété qui va permettre de fabriquer des filtres spectraux à partir des fibres effilées.

Afin d'obtenir une expression simplifiée, l'approximation scalaire peut être utilisée si on se place dans le cas où les effets d'interface gaine-milieu extérieur sont négligeables, ce qui est vérifié pour des fréquences normalisées  $V$  plus grandes que 0,1 [13]. Les modes entrant alors en jeu sont de forme  $LP_{mn}$ . On suppose de plus que la fibre effilée possède la symétrie radiale ; ceci évite de prendre en compte des modes n'ayant pas cette symétrie au début de la deuxième partie, c'est-à-dire lors de l'excitation des modes du guide multimodal.

Le champ arrivant dans la deuxième partie est dans le mode fondamental  $LP_{01}$  (sauf conditions particulières). On peut écrire par souci de clarté les modes avec la notation de Dirac (vecteur, produit scalaire). Ceux-ci forment une base sur laquelle on peut décomposer le champ total comme tout guide d'onde supportant des modes (chapitre 1). Le mode fondamental à l'entrée de la deuxième partie est alors donné par

$$|LP_{01}^1\rangle = |\psi(0)\rangle = \sum_j a_j |LP_{0j}^2\rangle \quad (3.1.1.1)$$

où les coefficients  $a_j$  s'écrivent sous la forme

$$a_j = \langle LP_{0j}^2 | LP_{01}^1 \rangle \quad (3.1.1.2)$$

On a supposé qu'il n'y avait pas de modes réfléchis, ce qui est en général réaliste car les pentes des fibres effilées ( $\partial\rho/\partial z$ ) sont trop faibles pour générer de la réflexion. Après avoir parcouru la longueur  $L$  du guide central multimode le champ total prend la forme suivante

$$\psi(L) = \sum_j a_j |LP_{0j}^2\rangle e^{i\beta_j L} \quad (3.1.1.3)$$

où les coefficients  $\beta_j$  décrivent les constantes de propagation des modes  $|LP_{0j}^2\rangle$  (dans la deuxième partie). On n'a pas de couplage entre les modes, car le guide multimodal est supposé de diamètre constant sur toute sa longueur  $L$ . L'amplitude  $A$  du champ couplé dans le mode fondamental de la troisième partie peut s'écrire alors de la façon suivante

$$A = \langle LP_{01}^3 | \psi(L) \rangle = \sum_j a_j b_j e^{i\beta_j L} \quad (3.1.1.4)$$

où les coefficients  $b_j$  sont donnés par la relation

$$b_j = \langle LP_{0j}^2 | LP_{01}^3 \rangle \quad (3.1.1.5)$$

On a ici  $a_j = b_j^*$  car  $|LP_{0j}^2\rangle$  est le même tout au long de la structure et la fibre est la même de chaque côté, c'est à dire  $|LP_{01}^3\rangle = |LP_{01}^3\rangle$ . L'intensité résultante  $I$  qui est donnée par le module de l'amplitude  $A$  du champ au carré peut être alors écrite sous la forme

$$I = \sum_j I_j + 2 \sum_j \sum_{k>j} \sqrt{I_j I_k} \cos(\beta_j - \beta_k) \quad (3.1.1.6)$$

où les intensités  $I_j$  sont données par  $I_j = |a_j|^2$ .

On remarque alors les paramètres qui vont faire varier la transmission : l'intensité dans chaque mode  $I_k$  ainsi que les constantes de propagation de chaque mode  $\beta_k$  et la longueur totale  $L$ . Ces premiers sont principalement déterminés par le couplage dans les zones de transition d'entrée et de sortie. Les constantes de propagation sont elles déterminées par la structure du guide multimodal et la longueur d'onde.

Pour étudier les battements, on a l'habitude de définir une longueur de battement  $z_{kl}$ , qui est la longueur sur laquelle on va avoir un déphasage de  $2\pi$  entre les modes  $k$  et  $l$ , le guide gardant un rayon constant.

$$z_{kl} = \frac{2\pi}{\beta_k - \beta_l} \quad (3.1.1.7)$$

En général, les deux premiers modes  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$  sont prépondérants ( $k, l = 1, 2$ ). Alors après une période de transition où on a formation des zones de couplage et des coefficients  $I_k$ , on relève un comportement oscillatoire (figure 3.2) à l'étirage car on augmente seulement la longueur  $L$  de la deuxième partie et donc on accumule les déphasages entre les modes. La réponse en longueur d'onde du composant fabriqué est elle aussi oscillatoire, périodique dans l'approximation bimodale. En effet, il est possible de démontrer [14] que la différence entre les constantes de propagation de deux premiers modes peut s'exprimer de façon linéaire avec la longueur d'onde moyennant certaines approximations. Pour  $V \gg 1$ ,

$$\Delta\beta_{kl} = \beta_k - \beta_l = \frac{\lambda(U_{lm}^2 - U_{kn}^2)}{4\pi\rho^2 n_{go}} \quad (3.1.1.8)$$

où  $U_{k\infty}$  est la limite quand  $V$  est très grand du paramètre modal  $U_l$  et  $n_{go}$  l'indice de la gaine.

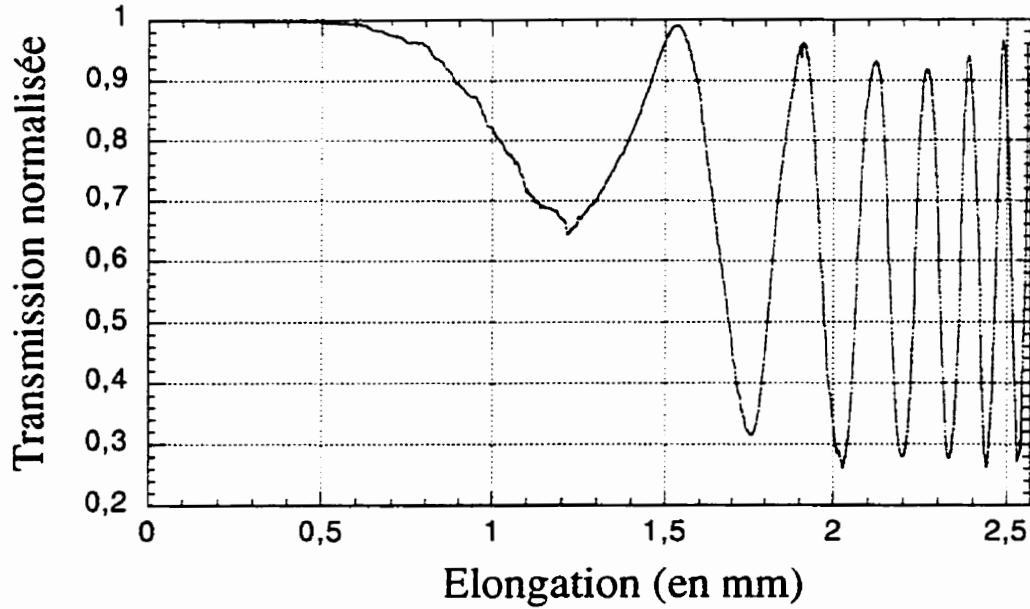


Figure 3.2 : Etirage typique d'une fibre effilée.

Le déphasage résultant  $\phi_{kl}$ , en supposant un rayon constant  $\rho$  sur la longueur  $L$ , est alors donné par

$$\phi_{kl} = K_{kl}\lambda \quad \text{avec} \quad K_{kl} = \frac{(U_{l\infty}^2 - U_{k\infty}^2)L}{4\pi\rho^2 n_{go}} \quad (3.1.1.9)$$

La période en longueur d'onde  $\Lambda_{kl}$  est alors donnée par

$$\Lambda_{kl} = \frac{2\pi}{K_{kl}} \quad (3.1.1.10)$$

On la relie alors facilement avec le nombre de battements  $N$  entre les 2 premiers modes  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$ , car  $\phi_{12} = 2\pi N$ . On trouve alors  $\Lambda_{12} = \lambda/N$  (3.1.1.11). Cette relation est à peu près vérifiée pour  $N > 4$ .

### 3.1.2 Approximation de variation lente

Le modèle de l'approximation soudaine est inadapté dans le cas où les zones de transition ne sont pas négligeables devant les parties uniformes. En pratique la pente du profil longitudinal est souvent douce. Dans ce cas, le champ électrique ne peut plus se décomposer sur la base des modes globaux. On le décompose alors le champ sur la base des modes locaux. Ceux-ci sont les modes correspondant aux modes globaux pour un rayon donné  $\rho$  du profil à une coordonnée  $z$ . En prenant en compte le couplage entre ces modes, on peut modéliser l'évolution du champ. On parle ici de la théorie des modes couplés qui sera prise ici comme dans le cas de l'approximation soudaine sous une forme scalaire [15]. Si on considère qu'il n'y a aucune réflexion, le champ total  $\psi$  peut s'écrire localement en  $z$  avec les hypothèses précédentes sous la forme

$$\psi(r, \theta, z) = \sum_k a_k(z) \psi_k(r, \theta, \beta_k(z)) \quad (3.1.2.1)$$

où les  $\psi_k(r, \theta, \beta_k(z))$  sont les modes locaux et  $a_k(z)$  leurs coefficients. On calcule leur évolution à partir de la relation

$$\frac{da_k(z)}{dz} - i\beta_k(z)a_k(z) = \sum_l C_{kl}(z)a_l(z) \quad (3.1.2.2)$$

On peut simplifier cette relation en effectuant le changement de variable suivant

$$a_k(z) = b_k(z) \exp(i \int_0^z \beta_k(z) dz) \quad (3.1.2.3)$$

Les équations d'évolution des coefficients  $b_k(z)$  sont alors données par



$$\frac{db_k(z)}{dz} = \sum_l C_{kl}(z) b_l(z) \exp(-i \int_0^z (\beta_k(z) - \beta_l(z)) dz) \quad (3.1.2.4)$$

où  $C_{kl}(z)$  est le coefficient de couplage entre les modes  $\psi_k$  et  $\psi_l$ , et il est donné par l'expression suivante

$$C_{kl}(z) = \frac{1}{2n_{co}} \frac{1}{\delta n_{kl}} \frac{d\rho_{cl}}{dz} \frac{\int_{A_{\infty}} \psi_k(z) \psi_l(z) \frac{\partial n^2}{\partial r} dA}{\sqrt{\int_{A_{\infty}} \psi_k^2(z) dA \int_{A_{\infty}} \psi_l^2(z) dA}} \quad (3.1.2.5)$$

où  $n_{co}$ ,  $\delta n_{kl}$ ,  $\rho_{go}$ ,  $A_{\infty}$  et  $\partial n^2 / \partial r$  sont respectivement l'indice du cœur, la différence d'indice entre les modes, le rayon de la gaine optique, une section infinie perpendiculaire au guide et la dérivée de l'indice au carré. On peut séparer la partie due au profil en écrivant le coefficient de couplage normalisé  $\bar{C}_{kl}$

$$\bar{C}_{kl} = \frac{C_{kl}}{\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}} \quad (3.1.2.6)$$

On peut alors déduire l'évolution du champ total et donc les caractéristiques spectrales du filtre ou de la fibre effilée réalisée en utilisant ces relations et le modèle du profil longitudinal donné au paragraphe 2.1.2. C'est cette méthode qui sera utilisée dans les simulations du dernier paragraphe 3.3.

### 3.1.3 Critères d'adiabaticité

Dans les applications du chapitre 4, on a besoin de fabriquer des fibres effilées adiabatiques, c'est-à-dire des fibres effilées dans lesquelles le mode fondamental ne se couple pas avec les modes d'ordre supérieur. Pour cela, des critères ont été définis pour connaître les conditions limites entre les fibres effilées avec peu de pertes ou ne se couplant pas avec les modes d'ordre supérieur et les fibres effilées avec un pourcentage de pertes important et donc avec du couplage dans les modes d'ordre supérieur.

Il existe plusieurs manières de définir un critère d'adiabaticité. Tout d'abord on peut parler de critère de variation lente défini par Stewart et Love [16]. Le critère indique que le guide doit diminuer en diamètre suffisamment lentement sur une longueur de battement pour qu'il n'y ait pas de couplage dans les modes d'ordre supérieur. Ce critère d'adiabaticité s'exprime mathématiquement par

$$\left( \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right) z_b \ll 1 \quad (3.1.3.1)$$

La deuxième méthode est le critère d'adiabaticité dit de couplage faible [16]. C'est un critère plus rigoureux, car il est basé sur un faible transfert de puissance entre les modes locaux. Si on compare alors la longueur de couplage entre les modes  $z_c$  définie par  $z_c = 1/C$ , elle doit être grande par rapport à la longueur de battement local  $z_b$ . On traduit alors cette relation par

$$\left( \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right) z_b \ll \frac{1}{C} \quad (3.1.3.2)$$

où  $\bar{C}$  a été défini auparavant (3.1.2.6). On peut montrer [17] qu'en calculant le coefficient de couplage  $\bar{C}$  en fonction du taux de réduction inverse ( $TRI$ ) ou ce qui est presque la même chose en fonction de la fréquence normalisée  $V$  qu'il atteint une valeur maximale unitaire. Le critère dit de couplage faible est donc moins restrictif que celui dit de variation lente.

Pour savoir alors si une fibre effilée est adiabatique, on trace les pentes  $\partial\rho/\partial z$  de la fibre simulée (paragraphe 2.2.1) et les pentes limites que définissent les deux critères (3.1.3.1) (3.1.3.2) définis auparavant sous un même graphique en fonction du  $TRI$  ou de la fréquence normalisée  $V$ . Lorsque les courbes définies par les critères passent au-dessous de la courbe donnée par le profil de la fibre effilée, la fibre effilée n'est pas adiabatique. Théoriquement, pour être sûr que moins de 1% de la puissance du mode fondamental soit couplée dans les autres modes, il faut choisir une pente environ cinq fois plus douce que celle donnée par le critère dit de couplage faible.

En pratique, la fabrication de fibre effilée adiabatique est soumise au contrôle de la pente de la fibre effilée. Cette pente est principalement déterminée par la forme de la source de chaleur. On influence cette forme en choisissant les débits respectifs du propane et de l'oxygène. La largeur effective de la torche peut être aussi influencée par la largeur de balayage  $l_b$ .

### 3.1.4 Influence de la température

Pour discuter de la sensibilité thermique des fibres effilées, il faut reprendre l'expression simplifiée (3.1.1.6) du paragraphe précédent. En dérivant cette expression par rapport à la température, on obtient

$$\frac{\partial I}{\partial T} = -2 \sum_l \sum_{k>l} \sqrt{I_l I_k} \sin(\delta\beta_{lk} L) \frac{\partial(\delta\beta_{kl})}{\partial T} \quad (3.1.4.1)$$

où  $\delta\beta_{lk} = \beta_l - \beta_k$ . On a supposé pour ce calcul que les coefficients d'excitation des modes ne dépendaient pas de la température. Ils ont en effet beaucoup moins d'influence sur la transmission que le changement de la phase. Si on regarde plus précisément ce dernier terme, on écrit

$$\frac{\partial(\delta\beta_{lk} L)}{\partial T} = kL \left( \frac{\partial \delta n_{lk}}{\partial T} - \frac{\delta n_{lk}}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial T} \right) + \delta\beta_{lk} \frac{\partial L}{\partial T} \quad (3.1.4.2)$$

Pour avoir une intensité fixe, il faut que les différentes phases soit constantes et donc les différences d'indice effectif vérifient pour chaque couple de modes  $k, l$ .

$$\frac{\partial \lambda}{\partial T} = \lambda \left( \frac{1}{\delta n_{lk}} \frac{\partial \delta n_{lk}}{\partial T} + \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \right) \quad (3.1.4.3)$$

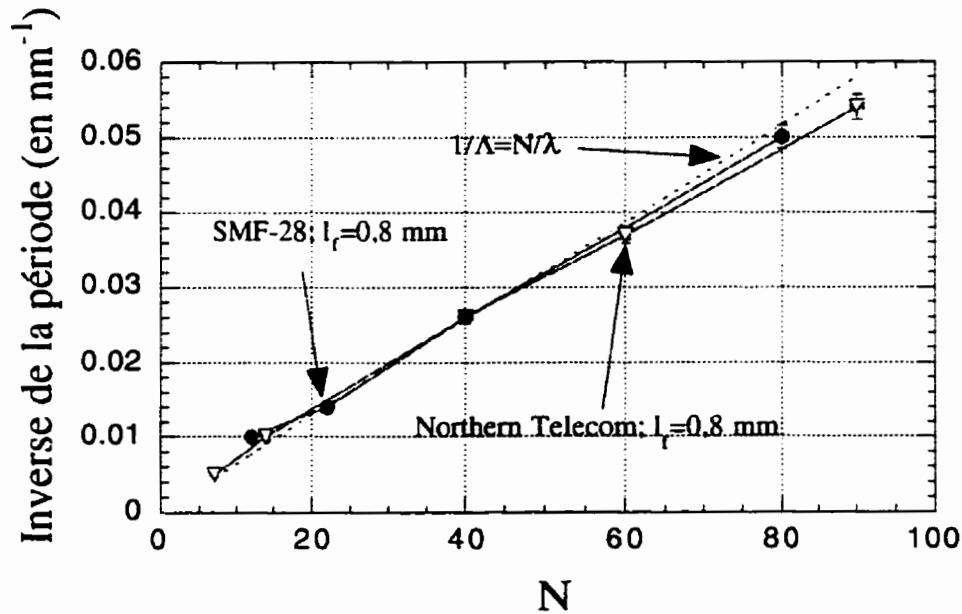
On voit que deux termes apparaissent. Le premier terme est dû au changement de la différence d'indice entre les deux modes en fonction de la température. Le dernier est dû à la dilatation thermique de la fibre. En général, le premier terme est prépondérant et seul un choix judicieux des coefficients d'excitation des différents modes donne une insensibilité thermique [18]. L'ordre de grandeur de la sensibilité thermique des fibres effilées est de quelques 0,01 nm/°C. Expérimentalement, on retrouve cet ordre de grandeur mais, comme pour les coupleurs, la sensibilité dépend beaucoup de l'emballage (Annexe B).

### 3.2 Fabrication de filtres à partir d'une fibre effilée

La réponse en longueur d'onde est la caractéristique importante des fibres effilées à observer pour leur utilisation comme filtres spectraux. On se propose dans cette partie de faire une étude rapide de ces différentes caractéristiques : période, isolation maximale à la longueur d'onde de réjection, évolution de la bande de réjection autour de cette longueur d'onde, de même que ces caractéristiques autour de la longueur de passage. On étend les notations sur les caractéristiques spectrales du chapitre 2 sur les coupleurs au cas des fibres effilées. Il est difficile d'obtenir une expression des bandes passantes et de réjection car la réponse spectrale de la fibre effilée dépend fortement des coefficients d'excitation de chaque mode. Pour étudier ces paramètres, on a effectué alors une série de mesures expérimentales avec différentes largeurs de flamme  $l_f$ .

La première caractéristique de la réponse spectrale de la fibre effilée à contrôler est sa période  $\Lambda$ . On vérifie sa relation avec le nombre de battements  $N$  dans la figure 3.3. Pour une largeur de flamme  $l_f$  estimée à 0,8 mm, la relation (3.1.1.11) est en général assez bien vérifiée par tous les types de fibres.

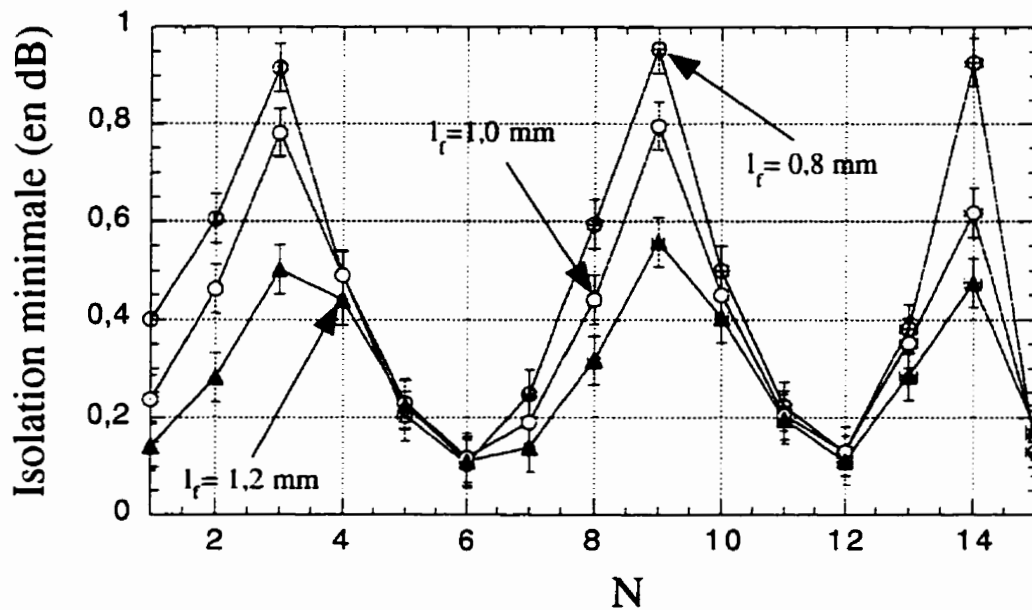
Les valeurs des périodes ont été relevées pour des valeurs de  $N$  ayant des pertes minimales à 1550 nm. En effet, c'est à cet endroit que les modes supérieurs sont le plus en phase et perturbent le moins la périodicité. La fibre de Northern Telecom présente toutefois une plus grande déviation par rapport à la théorie pour les grandes valeurs de  $N$ .



**Figure 3.3 :** Relation entre le nombre de battements  $N$  et l'inverse de la période  $\Lambda$  pour une largeur de flamme de 0,8 mm pour deux types de fibre.

On a relevé ensuite l'isolation minimale à 1550 nm pour différentes valeurs de  $N$ . En effet, la connaissance de cette valeur en fonction du nombre de battements  $N$  est aussi importante si on veut des filtres avec peu de pertes à 1550 nm. Pour cela, on a pris différentes largeurs de flamme  $l_f$  simulant en fait les différentes valeurs des coefficients d'excitation des modes pour une fibre SMF-28 à 1550 nm. Sur la figure 3.4, on relève que la position des minima est à peu près invariante en fonction de  $l_f$ . Par contre, on dénote l'influence croissante des modes d'ordre supérieur dans l'amplitude des minima. Si on veut réaliser des filtres avec la SMF-28, on a un nombre limité de périodes ayant un minimum d'isolation faible. Si on regarde à présent l'évolution des maxima d'isolation sur une plage de 1400-1600 nm qui correspond à notre fenêtre de mesure, on constate que les maxima d'isolation sont obtenus pour les mêmes valeurs de  $N$  que les minima d'isolation à 1550 nm. Ce résultat est prévisible car si les modes sont en phase près du

minimum d'isolation à 1550 nm, ils le sont aussi non loin du maximum pour la même valeur de  $N$ . De plus, pour obtenir une isolation maximale la plus grande possible, il faut utiliser une largeur de flamme la plus petite possible. Ceci se comprend assez facilement si on sait que plus la flamme est petite plus les pentes dans les zones de couplages sont grandes et donc plus les coefficients de couplage vers les modes d'ordre supérieur sont grands (3.1.2.5).



**Figure 3.4 :** Isolation minimale à 1550 nm en fonction du nombre de battements  $N$  à 1550 nm.

La mesure des bandes de réjection à 5 dB et 10 dB autour de la longueur d'onde de réjection ainsi que la bande passante à 1 dB autour de 1550 nm, présentée sur la figure 3.6, confirme l'influence des modes d'ordre supérieur. Les zones où la bande de réjection à 5 dB est la plus large correspondent à un  $N$  où les modes ne sont pas en phase, la réponse spectrale est beaucoup plus "carrée".

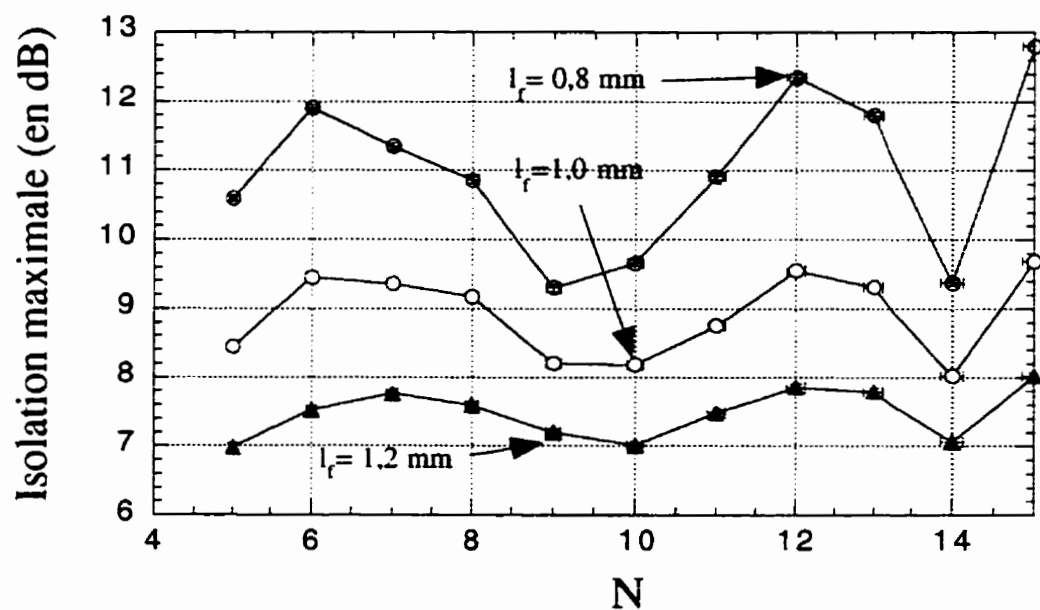


Figure 3.5 : Isolation maximale en fonction du nombre de battements  $N$  à 1550 nm et de la largeur de flamme  $l_f$ .

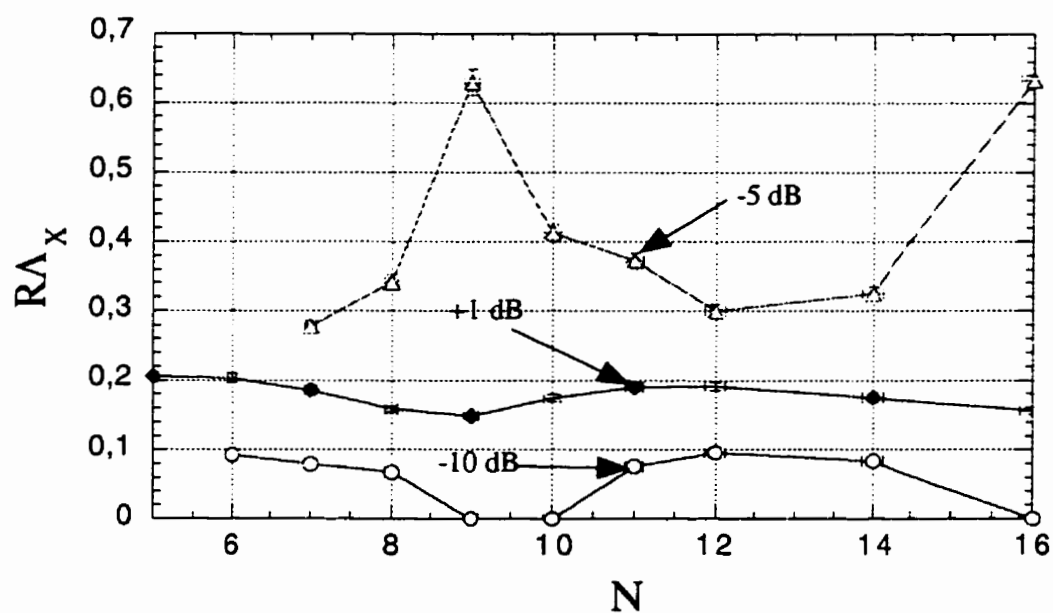
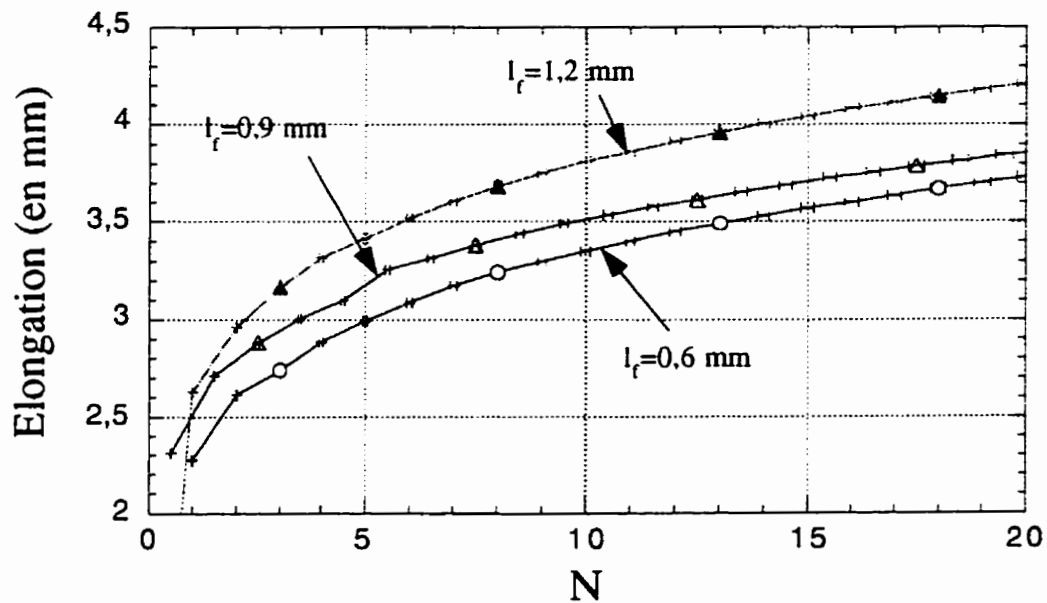


Figure 3.6 : Évolution des rapports  $RA_X$  pour des valeurs de  $X$  égal à +1, -5 et -10 dB en fonction du nombre de battements  $N$  pour une fibre Corning SMF-28. avec une flamme de 0,8 mm.



La bande passante à 1dB et la bande de réjection à 10 dB sont alors réduites. Pour avoir des plus grandes valeurs pour celles-ci, ce qui nous intéresse le plus en terme de filtrage, il faut se trouver à un  $N$  avec un maximum de transmission à 1550 nm. Ce comportement est inchangé jusqu'au moment où les modes d'ordre supérieur intervenant dans la transmission se trouvent coupés.

Une autre caractéristique importante des filtres à partir des fibres effilées est leur longueur. Celle-ci dépend de la largeur de la flamme. Plus celle-ci est large plus l'élongation est grande pour avoir la même période comme illustré sur la figure 3.7. On a donc encore intérêt à utiliser une largeur de flamme petite pour avoir une longueur plus faible.



**Figure 3.7 :** Élongation en fonction du nombre de battements  $N$  pour différentes largeurs de flamme  $l_f$ .

En conclusion, pour effectuer des filtres spectraux avec la fibre Corning SMF-28, il faut utiliser la plus petite largeur de flamme possible, car elle diminue la longueur du composant et augmente l'isolation à la longueur d'onde de réjection.

La figure 3.8 illustre le résultat des investigations précédentes pour différents types de fibre. Pour la Corning SMF-28, on a utilisé une flamme de 0,6 mm, il a été possible d'obtenir une isolation d'environ 15 dB pour une période de 23 nm. En fait cette flamme n'est pas assez chaude pour effectuer l'étirage de fibre, aussi une plus grande largeur de flamme a été utilisée dans un premier temps, puis lorsque le diamètre de la fibre fût suffisamment petit ( $N=1$ ) on a étiré avec la flamme de 0,6 mm pendant 29 oscillations.

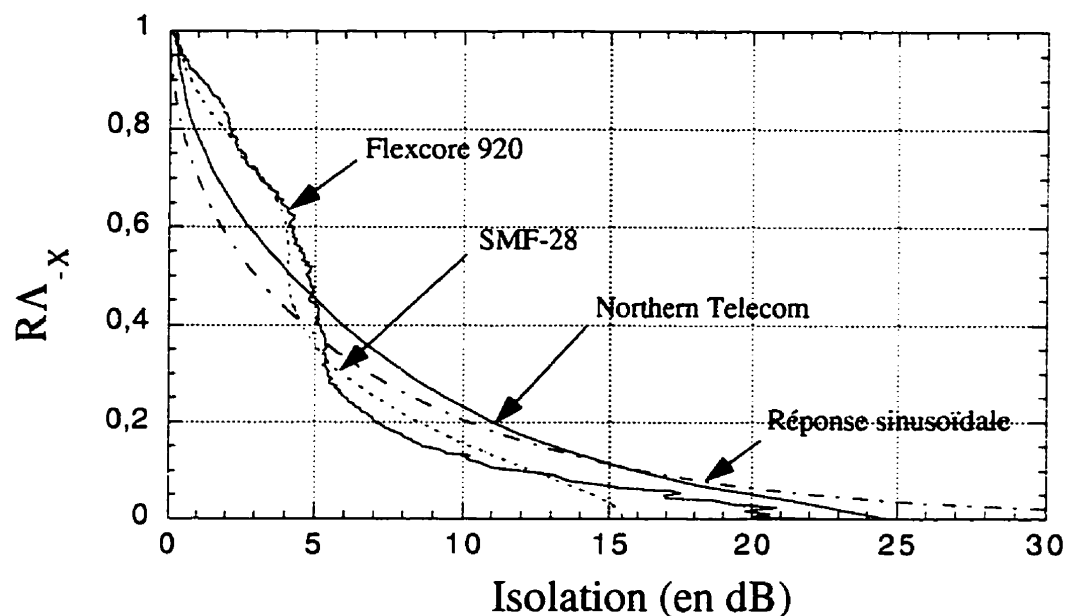


Figure 3.8 : Comparaison entre les divers  $RA_x$  obtenus pour différentes fibres.

Les bosses secondaires dans la réponse spectrale sont la manifestation des modes d'ordre supérieur. La méthode de fabrication des filtres spectraux avec la fibre SMF-28

est limitée par la largeur minimale de la flamme que l'on peut contrôler ou stabiliser avec le montage d'étirage. Pour obtenir avec la même méthodologie des isolations plus grandes, il faudrait être capable d'atteindre des zones de chauffage plus petites, par exemple en utilisant un laser ou d'autres éléments chauffants.

On a envisagé d'utiliser la même méthode sur d'autres fibres comme la Northern Telecom et la Flexcore 920. Pour la fibre Flexcore 920, on a le même comportement que pour la SMF 28. Elle possède aussi un profil d'indice à gaine uniforme. On utilise la même méthode que précédemment avec une flamme d'environ 0,8 mm.

La différence essentielle entre la SMF-28 et la NT est le couplage dans les modes supérieurs. Le profil de gaine enterrée de la NT augmente le coefficient de couplage dans le deuxième mode, créant ainsi un contraste plus important et donc une isolation maximale plus importante. En utilisant seulement une flamme de 1,2 mm, on a réussi à obtenir le rapport  $RA_x$  de la figure 3.8.

### 3.3 Filtres à partir de fibres effilées en cascade

#### 3.3.1 Aspect théorique

A la suite des résultats du paragraphe précédent, on voit les limites des filtres réalisés à partir d'une simple fibre effilée. L'isolation maximale n'est pas suffisante pour bien des applications. Aussi une autre approche a été envisagée afin de résoudre cet important problème. La mise en cascade des fibres effilées (figure 3.9) permet en effet de remédier à cet inconvénient.

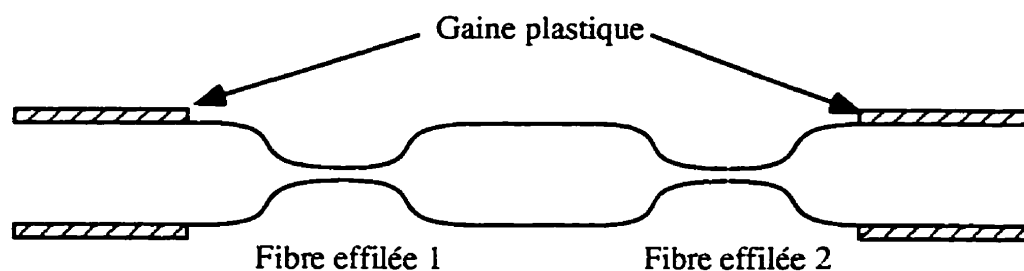


Figure 3.9 : Fibres effilées en cascade.

Cependant, il y a certaines précautions à prendre pour que la transmission de la deuxième fibre effilée ne soit pas influencée destructivement par la transmission de la première. Les modes excités dans la première fibre effilée se retrouvent modes de gaine après celle-ci, c'est-à-dire lorsque la fibre retrouve son diamètre nominal. Sur de courtes longueurs (de l'ordre du millimètre) ces modes ne sont pas atténués. Ils modifient alors la transmission de la deuxième fibre effilée et ainsi la transmission globale du composant. Pour éviter cela, il existe trois principales solutions. La première solution est simple et consiste à éloigner suffisamment les deux fibres effilées pour que les modes excités soient rayonnés. Une autre solution consiste à fabriquer un piège à modes de gaine entre les

structures. Il peut s'agir simplement d'un morceau de gaine plastique que l'on aura laissée lors de la fabrication ou n'importe quel matériau avec un indice suffisamment élevé pour absorber les modes de gaine. La dernière solution est plus prometteuse, car elle n'a pas l'inconvénient des deux solutions précédentes de rallonger la longueur du composant global. Elle consiste à ajuster la phase des principaux modes de gaine pour qu'ils interfèrent de façon désirée dans la deuxième fibre effilée. L'ajustement de la phase se fait de façon simple en choisissant la distance entre les deux fibres effilées. Pour une meilleure compréhension, il est possible de faire un modèle simple à partir du modèle de l'approximation soudaine (3.1.1) [19].

On suppose tout d'abord pour simplifier que seuls deux modes entrent en jeu, c'est-à-dire  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$ . L'expression (3.1.1.6) devient alors simplement

$$I_{01}^1 = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[(\beta_1 - \beta_2)L] \quad (3.3.1.1)$$

C'est l'expression de la transmission de  $LP_{01}$  à travers la fibre effilée. Pour avoir celle du mode  $LP_{02}$ , il suffit de prendre le complément à 1 de l'expression (3.3.1.1) normalisée puisqu'on a  $\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2} = 1$ . On a alors pour l'expression de la transmission de  $LP_{02}$  dans la fibre effilée.

$$I_{02}^1 = 4\sqrt{I_1 I_2} \sin^2[(\beta_1 - \beta_2)L / 2] \quad (3.3.1.2)$$

On peut donc voir la fibre effilée comme une lame séparant la puissance entre les deux modes  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$  en  $I_{01}^1$  et  $I_{02}^1$ . En traversant la partie centrale du filtre, les deux modes précédents se déphasent de  $\varphi$ . Ils atteignent ensuite la deuxième fibre effilée et

subissent de nouveau une séparation en  $I_{01}^2$  et  $I_{02}^2$ . La transmission globale du filtre peut être alors obtenue en se servant de l'équivalence de figure 3.10.

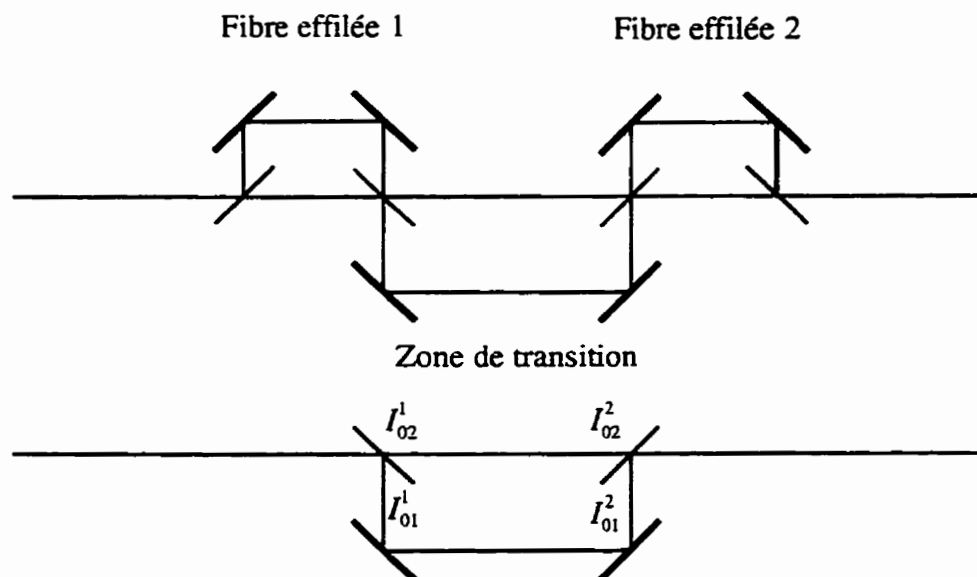


Figure 3.10 : Schéma équivalent des fibres effilées en cascade.

Elle s'écrit alors de la façon suivante

$$T = I_{01}^1 I_{01}^2 + I_{02}^1 I_{02}^2 + 2\sqrt{I_{01}^1 I_{01}^2 I_{02}^1 I_{02}^2} \cos(\varphi) \quad (3.3.1.3)$$

Pour obtenir les caractéristiques du filtre désiré, il faut imposer les conditions suivantes : un maximum à la longueur d'onde du signal  $\lambda_s$ , c'est-à-dire  $T(\lambda_s) = 1$  et un minimum à la longueur d'onde de réjection  $\lambda_r$ , soit  $T(\lambda_r) = 0$ . Avec l'expression 3.3.1.3, on trouve les relations suivantes

$$\text{à } \lambda_s, \quad I_{01}^2 = I_{01}^1 \quad \text{et} \quad \varphi = 2k\pi \quad (3.3.1.4)$$

$$\text{à } \lambda_r, \quad I_{01}^2 = 1 - I_{01}^1 \quad \text{et} \quad \varphi = (2k' + 1)\pi \quad (3.3.1.5)$$

avec  $k$  et  $k'$  entiers

Pour obtenir une plus grande bande passante autour de longueur du signal  $\lambda_s$ , on cherche à avoir un contraste nul ; de même pour la longueur d'onde de réjection  $\lambda_r$ , on cherche à avoir un contraste voisin de 1 pour augmenter l'isolation maximale autour de celle-ci. En calculant l'expression du contraste avec les relations précédentes (3.3.1.3), (3.3.1.4) et (3.3.1.5), on obtient

$$C(\lambda_r) = 1 \quad \text{et} \quad C(\lambda_s) = \frac{2I_{01}^1 I_{02}^1}{I_{01}^{1\,2} + I_{02}^{1\,2}} \quad (3.3.1.6)$$

On s'aperçoit que la condition sur le contraste à  $\lambda_r$  est automatiquement satisfaite. Le choix évident de  $I_{01}^1(\lambda_s) = 1$  donne un contraste nul à  $\lambda_s$ . De plus, on choisit  $k$  et  $k'$  égaux pour éviter les oscillations supplémentaires dans la réponse spectrale entre  $\lambda_r$  et  $\lambda_s$ . Finalement, on doit choisir les fibres effilées individuelles comme suit.

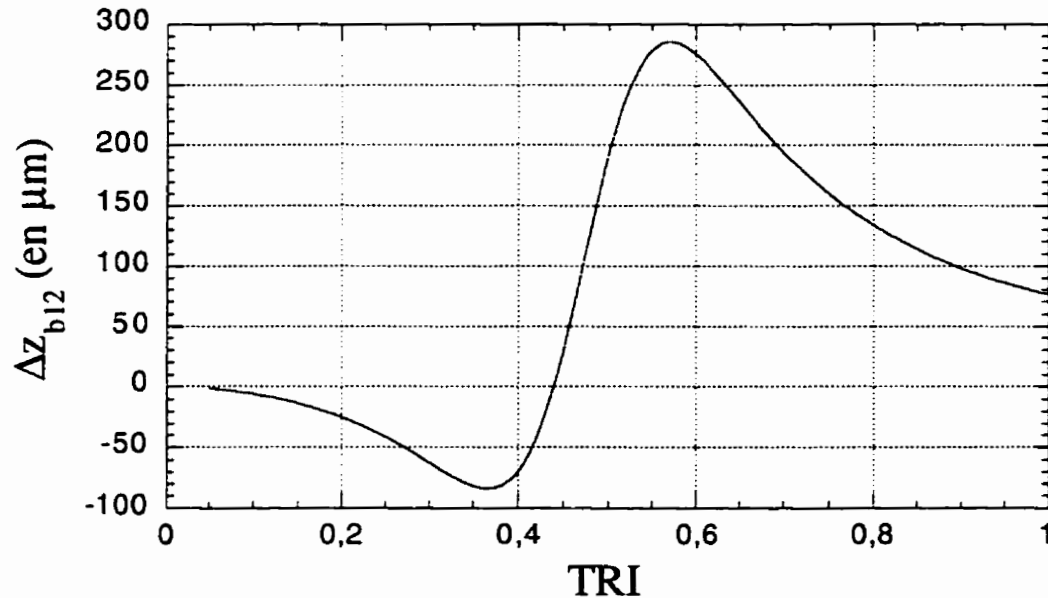
$$\text{fibre effilée 1 :} \quad I_{01}^1(\lambda_s) = 1 \quad \text{et} \quad I_{01}^1(\lambda_r) = 1 - I_{01}^2(\lambda_r) \quad (3.3.1.7)$$

$$\text{fibre effilée 2 :} \quad I_{01}^2(\lambda_s) = 1 \quad \text{et} \quad I_{01}^2(\lambda_r) = 1 - I_{01}^1(\lambda_r) \quad (3.3.1.8)$$

### 3.3.2 Application à la fabrication d'un filtre 1480/1550 nm

Pour la fabrication du filtre 1480/1550 nm, on reprend les résultats généraux énoncés dans le paragraphe précédent. On a choisi deux fibres effilées vérifiant les conditions (3.3.1.7) et (3.3.1.8). Sur la figure 3.4, on s'aperçoit que  $N = 7$  et  $N = 6$  est un bon choix, car la transmission est maximale à 1550 nm pour ces deux valeurs de  $N$ . On pouvait bien sûr choisir le prochain maximum avec  $N = 11, 12$  ou  $13$  mais la structure totale aurait été plus longue et la bande passante à 1 dB sans doute moins large.

Pour obtenir la condition sur les valeurs de  $k$  et  $k'$ , on est toutefois obligé de réduire le diamètre de la fibre initiale, ce qui permet d'annuler les oscillations dans la réponse spectrale dues aux maxima et minima de la transmission globale [20].



**Figure 3.11** : Différence entre les  $z_{b12}$  pour les longueurs d'onde de 1480 et 1550 nm à différents  $TRI$ .

Sur la figure 3.11, on s'aperçoit que l'on peut obtenir une longueur de battement deux fois plus grande en choisissant un  $TRI$  égal 0,75 plutôt que 1 et ainsi atteindre une distance suffisante entre les deux fibres effilées pour n'avoir aucune oscillation secondaire. On effectue donc au préalable une réduction de la fibre jusqu'à 75% de son diamètre initial de façon adiabatique (3.1.3.2).

Un modèle plus adéquat mettant en œuvre les équations couplées comme dans le paragraphe 3.1.2 nous permet de faire des simulations plus précises sur les propriétés du filtre fabriqué. Pour faire coïncider les paramètres de simulation avec les paramètres



expérimentaux, on se base sur la réponse en fonction de l'élongation et sur la réponse en longueur d'onde. La transmission en fonction de l'élongation de la figure 3.12 est un peu différente de celle de la figure 3.13. Cette différence est plus marquée dans l'élongation de la deuxième fibre effilée. La modification de transmission de la première effilée pendant l'étirage de la deuxième peut expliquer ce phénomène. D'autres phénomènes que l'on sait présents ne sont pas non plus simulés, en particulier la diffusion des dopants de la fibre, la variation de la largeur effective de la flamme due aux tensions dans la fibre.

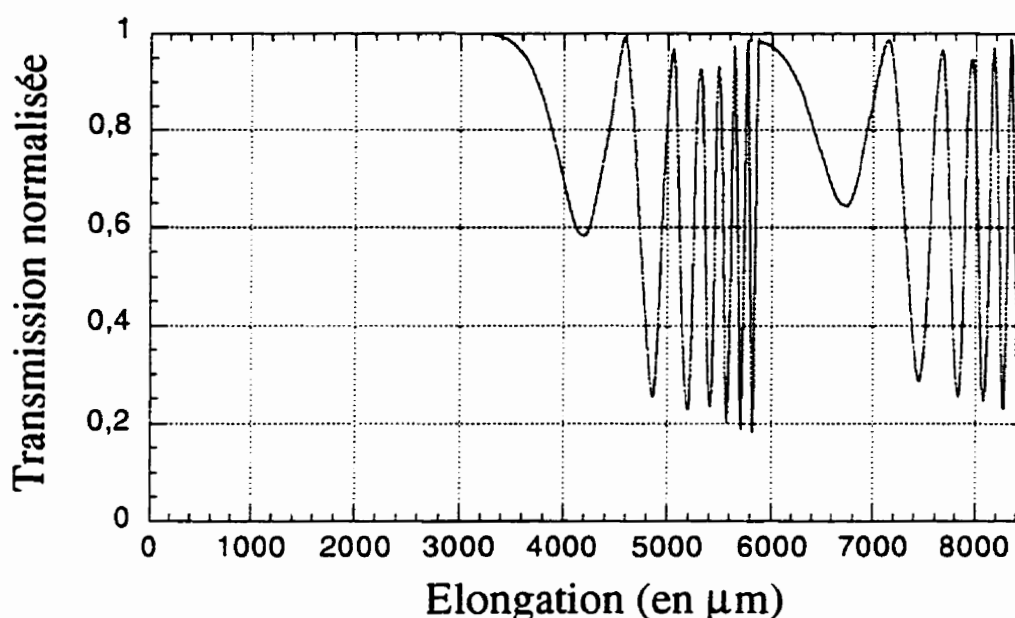


Figure 3.12 : Réponse théorique du filtre en fonction de l'élongation.

Cependant le bon accord entre les figures 3.14 et 3.15 nous permet de penser que le modèle nous donnera de bons ordres de grandeur du comportement du filtre en fonction de ces paramètres de fabrication. On compare alors dans le tableau 3.1 la recette expérimentale avec la recette théorique. L'accord entre les deux recettes n'est pas parfait en majeure partie à cause des raisons évoquées précédemment.

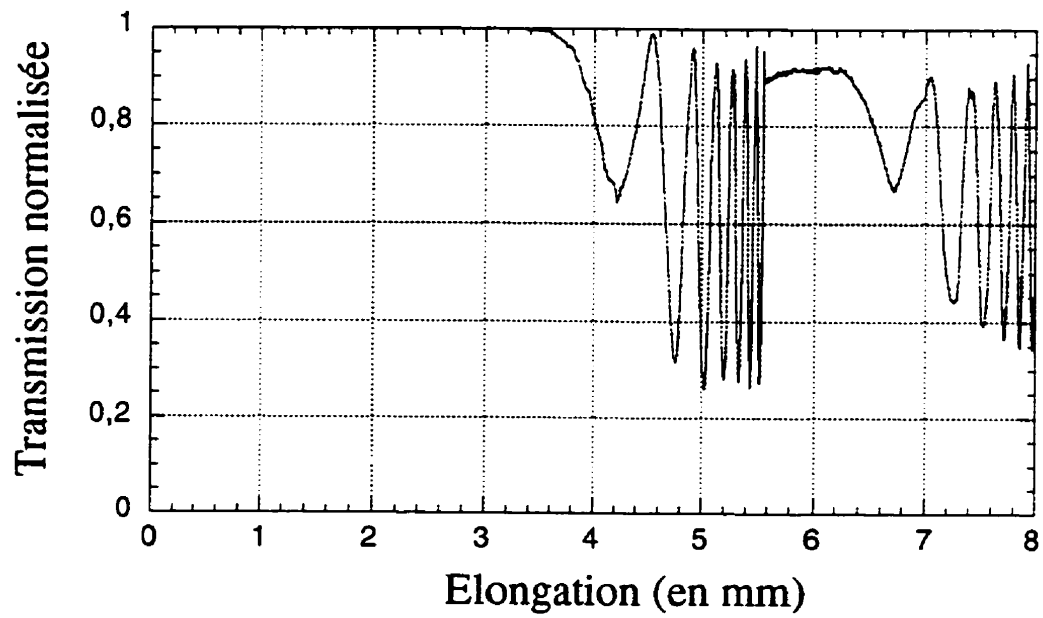


Figure 3.13 : Réponse expérimentale du filtre en fonction de l'élongation.

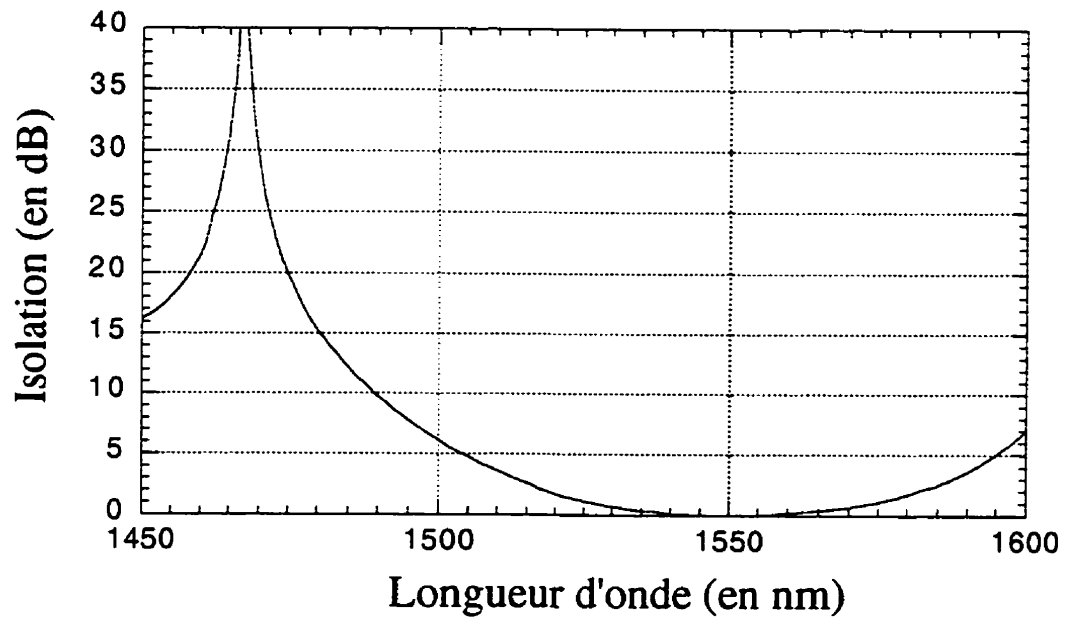
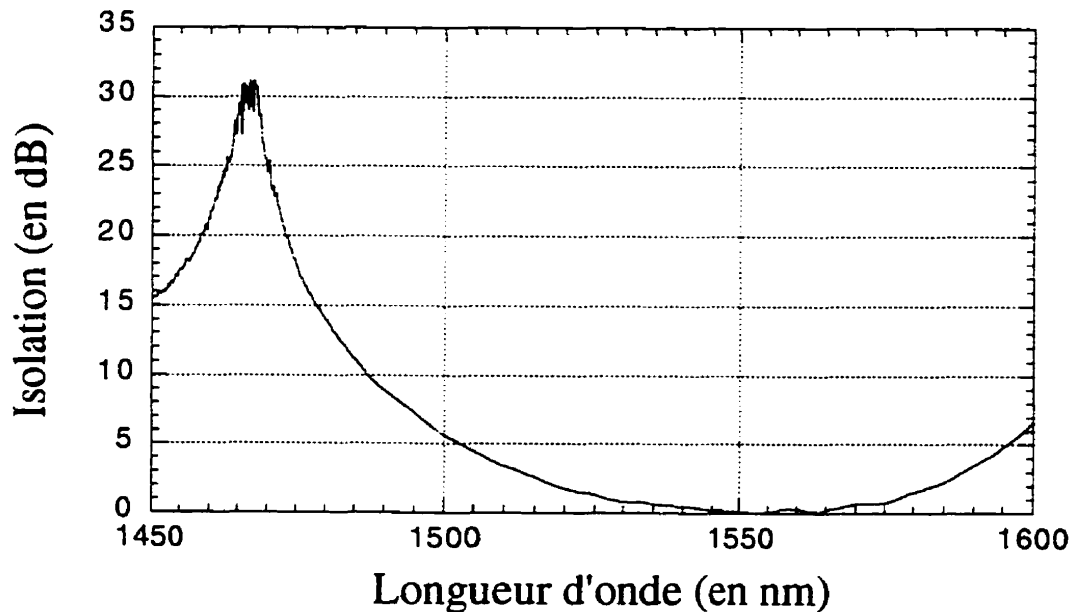


Figure 3.14 : Réponse théorique du filtre en fonction de la longueur d'onde.



**Figure 3.15 :** Réponse expérimentale du filtre en fonction de la longueur d'onde.

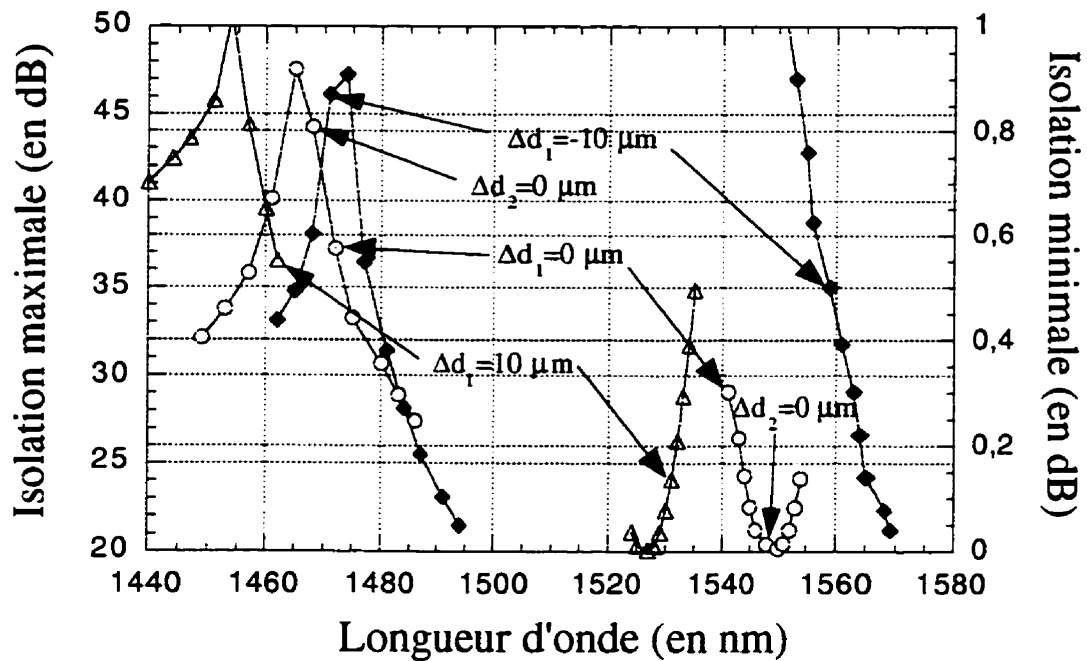
A noter que la largeur de flamme a été augmentée dans la recette théorique pour simuler le recul de la torche pendant l'étirage de la deuxième fibre effilée.

Afin de démontrer l'influence des divers paramètres de fabrication sur la réponse en longueur d'onde du filtre, des simulations à partir du modèle précédent ont été effectuées. Dans un premier temps, on étudie l'influence de la condition d'arrêt de la première fibre effilée. Elle est représentée dans la figure 3.16 par la différence d'élongation  $\Delta d_1$  par rapport à la recette théorique du tableau 3.1. De même, dans la figure 3.16,  $\Delta d_2$  représente la différence d'élongation de la deuxième fibre effilée par rapport à la recette théorique du tableau 3.1. Pour chaque valeur de  $\Delta d_1$ ,  $\Delta d_2$  varie de -10 à +10  $\mu\text{m}$  avec un incrément de 2  $\mu\text{m}$ . On regarde l'évolution des maxima et des minima de la réponse spectrale du filtre en fonction de ces deux paramètres dans la figure 3.16.

Tableau 3.1 : Comparaison entre la recette expérimentale et la recette théorique.

	Recette expérimentale	Recette théorique
Largeur de balayage du "prétaper"	6000 $\mu\text{m}$	6000 $\mu\text{m}$
Longueur d'étirage "prétaper"	3000 $\mu\text{m}$	3000 $\mu\text{m}$
Décalage pour la première fibre effilée	3000 $\mu\text{m}$	3000 $\mu\text{m}$
Longueur d'étirage de la première fibre effilée	5560 $\mu\text{m}$ ( $N=7$ )	5870 $\mu\text{m}$ ( $N=7$ ) ( $l_f=1,2$ mm)
Décalage pour la deuxième fibre effilée	2950 $\mu\text{m}$	3300 $\mu\text{m}$
Longueur d'étirage totale après la deuxième fibre effilée	8030 $\mu\text{m}$ ( $N=6$ )	8500 $\mu\text{m}$ ( $N=6$ ) ( $l_f=1,35$ mm)

Les paramètres de la recette théorique du tableau 3.1 sont bien sûr obtenus pour  $\Delta d_1 = 0$  et  $\Delta d_2 = 0$ . La figure 3.16 donne une bonne idée de la précision nécessaire pour l'arrêt d'étirage des deux fibres effilées. On peut d'abord remarquer que pour un même décalage  $\Delta d_1$ , c'est-à-dire une même condition d'arrêt de la première fibre effilée, on a un maximum d'isolation à la longueur d'onde de réjection pour une longueur d'étirage de la deuxième fibre  $\Delta d_2$ , et un minimum d'isolation à la longueur d'onde de passage pour un  $\Delta d_2$  différent. Pour avoir un bon filtre, il faut que cette longueur soit la même dans les deux cas. Cette condition est la mieux réalisée pour  $\Delta d_1 = 0 \mu\text{m}$ . Cependant on peut avoir la condition réalisée pour des décalages voisins  $\Delta d_1 = 10 \mu\text{m}$  et  $\Delta d_2 = 0 \mu\text{m}$  permettant ainsi de décaler plus ou moins la réponse en longueur d'onde du filtre.



**Figure 3.16 :** Influence des conditions d'arrêt des 2 fibres effilées  $\Delta d_1$  et  $\Delta d_2$ .

La précision de l'arrêt est fixée par la tolérance sur la performance du filtre. Pour avoir un maximum d'isolation à la longueur d'onde de réjection supérieur à 40 dB et un minimum d'isolation inférieur à 0,1 dB, il faut contrôler l'étrépage des deux fibres à 5  $\mu\text{m}$  près. Expérimentalement, cet ajustement fin a été réalisé pour la première fibre par une diminution à son minimum de la vitesse d'étrépage, pour la deuxième fibre par un étrépage fin à froid.

Un autre paramètre important de la fabrication du filtre à partir de cette technique est la distance entre les deux filtres. Comme on l'a vu précédemment (figure 3.11) cette variable est influencée par le diamètre du "prétaper" ou de la diminution du diamètre de la fibre. On regarde ici l'effet d'un décalage  $\Delta d_3$  par rapport à la position idéale du filtre simulé dans le tableau 3.1,  $\Delta d_3 = 0$  correspondant au maximum d'isolation sur la figure

3.17. Pour ce paramètre, on remarque que son influence principale se situe au niveau du maximum d'isolation, le minimum d'isolation ne changeant pratiquement pas. Chaque point représente un décalage de  $25 \mu\text{m}$ . Il faut donc ajuster le décalage à au moins  $25 \mu\text{m}$  pour satisfaire aux performances précédentes. Ce positionnement est facile à réaliser avec le montage d'étirage précis à  $1 \mu\text{m}$ . Expérimentalement on retrouve les mêmes ordres de grandeur pour tous ces paramètres. On est aussi confronté à une autre influence : celle de la largeur de la flamme pendant tout le processus.

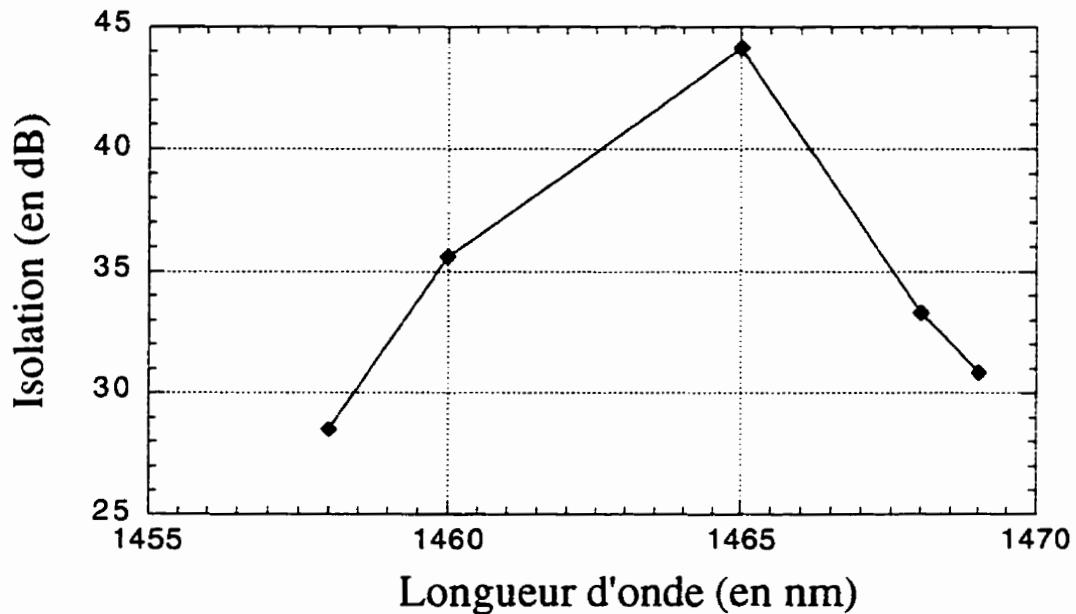
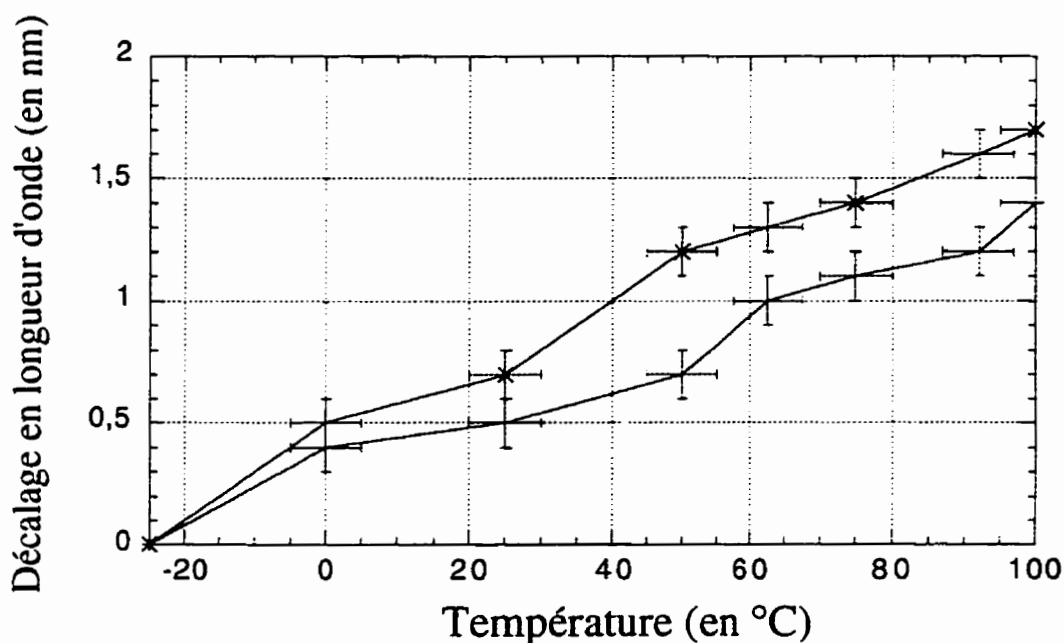


Figure 3.17 : Influence théorique du décalage entre les deux fibres effilées  $\Delta d_3$ .

Elle joue un rôle important à chaque étape : la réduction préalable du diamètre de la fibre, le premier et deuxième effilage. On a montré que l'on pouvait contrôler précisément l'expansion thermique de la torche en la soumettant à une période de préchauffage avant le processus. On réussit alors à stabiliser la largeur de flamme, après quoi tous les filtres réalisés entraient dans les spécifications.

On va finalement regarder la dépendance en température du composant car elle diffère en théorie de celle d'une seule fibre effilée (3.1.4). On va pour cela utiliser le même programme que précédemment. Seules les longueurs d'onde auxquelles les isolations sont maximum et minimum ont été relevées par souci de simplicité, la réponse étant globalement décalée en longueur d'onde. La figure 3.18 montre la dépendance en température du filtre près du maximum et minimum d'isolation.



**Figure 3.18** : Dépendance en température du maximum et minimum d'isolation.

On retrouve l'ordre de grandeur d'une fibre effilée, soit  $0,015 \text{ nm/}^\circ\text{C}$ . On montre de plus que le pic d'isolation est plus sensible à la température que le minimum, ce qui est compréhensible car c'est à cet endroit que la condition d'interférence est la plus difficile à respecter. Expérimentalement, les filtres ont une dépendance un peu plus grande due à la méthode d'emballage, soit à peu près  $0,025 \text{ nm/}^\circ\text{C}$ .

Pour finir la description de ce composant, on résume ses différentes caractéristiques spectrales en comparant son rapport  $RA_{-x}$  dans la figure 3.19 avec celui d'un filtre réalisé avec une seule fibre effilée à partir la SMF-28 et celui d'une réponse parfaitement sinusoïdale, identique à celui d'un coupleur indépendant de la polarisation. On remarque rapidement les meilleures caractéristiques du filtre avec deux fibres effilées par rapport celui avec une seule fibre effilée. De plus, ce filtre est encore meilleur à un coupleur 2x2 indépendant de la polarisation. Il a en effet un rapport  $RA_{-x}$  un peu plus important sur une plage allant de 2 à 20 dB d'isolation.

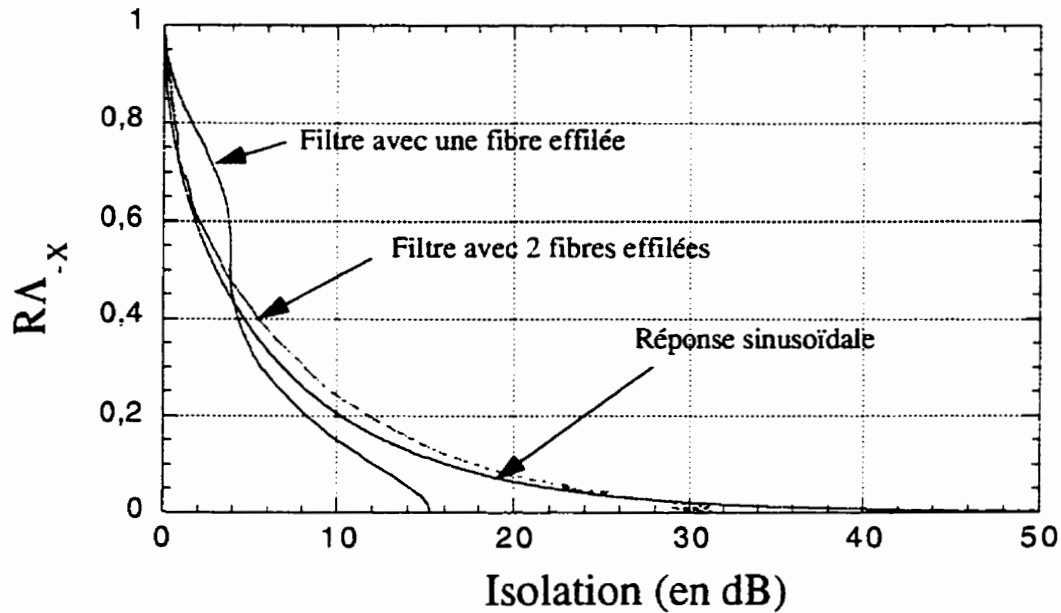


Figure 3.19 : Comparaison entre les  $RA_{-x}$  des composants obtenus.

On peut alors résumer les caractéristiques finales de ce filtre ainsi : une isolation maximale non mesurée mais supérieure à 30 dB et des pertes de seulement 0,1 dB à la longueur d'onde du signal, ici 1550 nm. De plus, il peut être emballé dans un substrat de 1,5 cm, ce qui le rend très compact.



### 3.4 Conclusion

On a effectué la fabrication de filtres spectraux de différentes périodes à partir de deux méthodes. Les caractéristiques des filtres réalisés à partir d'une seule fibre effilée se sont avérées faibles. L'option d'utiliser deux fibres effilées est elle plus prometteuse. On va donc l'utiliser pour améliorer les performances des coupleurs 2x2 dans le chapitre suivant.

## CHAPITRE IV

### STRUCTURES COMPOSÉES

Pour certaines applications, les caractéristiques obtenues avec les composants réalisés dans les chapitres 2 et 3 ne sont pas suffisantes. Pour remédier à cet inconvénient tout en utilisant la technologie tout-fibre, on met en cascade diverses structures de base (coupleurs et fibres effilées). Dans cette première partie, on traite de la mise en cascade d'un coupleur 2x2 avec un des filtres réalisés au chapitre 3. Dans la deuxième partie, on abordera l'utilisation de l'interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée comme multiplexeur/démultiplexeur.

#### 4.1 Coupleur cascadié avec un filtre

##### 4.1.1 Généralités

Dans cette partie, nous allons regarder les différentes caractéristiques des structures composées d'un coupleur mis cascade avec un filtre sur une seule branche. Une rapide description de cette structure est donnée sur la figure 4.1.

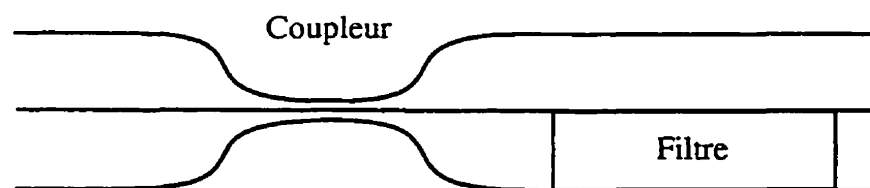


Figure 4.1 : Coupleur cascadié avec un filtre.

En général, le choix du filtre est conditionné par le coupleur 2x2. En effet, sa période ou sa pseudo-période doit être quasi-identique à celle du coupleur. On peut cependant choisir entre une haute isolation à la longueur d'onde de réjection et une large bande de réjection en contrôlant la pseudo-période du filtre ainsi que le décalage de sa réponse en longueur d'onde par rapport à celle du coupleur. La dépendance en polarisation de la structure totale est déterminée par celle du coupleur 2x2 car en théorie les filtres effilés ne présentent pas de dépendance en polarisation. En pratique, on a observé aussi cette propriété sous la condition d'une bonne qualité de fabrication donnant une structure parfaitement cylindrique. Pour ce qui concerne la dépendance en température, on suppose que la structure composée réagit comme l'association de deux structures distinctes soumises aux mêmes conditions de température, car il n'a pas été possible de tester la structure composée proposée aux conditions de température des composants individuels réalisés aux chapitre 2 et 3. L'ordre de grandeur de cette sensibilité en fonction de la température est alors approximativement le même que celui d'un seul constituant, soit quelques  $0,01 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ .

La mise en cascade de deux structures à base de fibres effilées pose quelquefois des problèmes comme on l'a vu au chapitre 3. Il ne faut pas en effet que les modes de gaine excités par le coupleur viennent troubler la transmission du filtre. Ce problème n'est pas observé dans la plupart des cas car les coupleurs 2x2 ont de faibles pertes (typiquement inférieures à 0,1 dB) et donc excitent peu de modes de gaine. Cette hypothèse est vérifiée expérimentalement : la réponse du composant global est bien le produit des transmissions individuelles des constituants de la structure cascadée. Le deuxième problème à surmonter est la distance entre les deux structures. En effet, il est nécessaire d'approcher les deux constituants de la structure composée pour pouvoir les

intégrer dans un même substrat. Ce problème a été surmonté. La structure cascadée emballée ne mesure que 2 cm de plus que le coupleur seul.

Afin d'étudier plus facilement la réponse en longueur d'onde de la structure cascadée on va se restreindre au cas du démultiplexeur 1480/1550 nm. Bien entendu, cette méthode peut être reprise pour des périodes spectrales différentes. C'est le manque de formule analytique de la réponse des filtres à partir des fibres effilées qui ne nous permet pas de faire une étude plus générale.

#### **4.1.2 Caractéristiques spectrales de la structure composée.**

Pour une étude de la réponse en longueur d'onde de la structure composée, on choisit comme réponses typiques celle du filtre 1480/1550 nm à haute isolation réalisé au chapitre 3 et la réponse du coupleur 1480/1550 nm réalisé au chapitre 2. Le dernier paramètre restant à déterminer pour obtenir la réponse en fonction de la longueur d'onde de la structure totale est l'écart  $\Delta\lambda_{\max}$  entre la réponse du coupleur 2x2 et celle du filtre (figure 4.2).

En pratique cet écart peut s'obtenir soit en décalant la réponse du coupleur, c'est-à-dire en arrêtant l'étirage plus ou moins tôt à 1550 nm, soit en décalant la réponse du filtre, c'est-à-dire en arrêtant plus ou moins tôt l'élongation de la première fibre effilée (paragraphe 3.3). La longueur d'onde à laquelle l'isolation est maximale est prise comme origine dans chaque réponse. On se sert alors des réponses expérimentales pour prévoir les caractéristiques spectrales de la structure globale. Le résultat de cette manipulation est

visualisé sur la figure 4.3 en fonction de l'écart entre les deux réponses

$$\Delta\lambda_{\max} = \lambda_{\max-\text{coupleur}} - \lambda_{\max-\text{filtre}}.$$

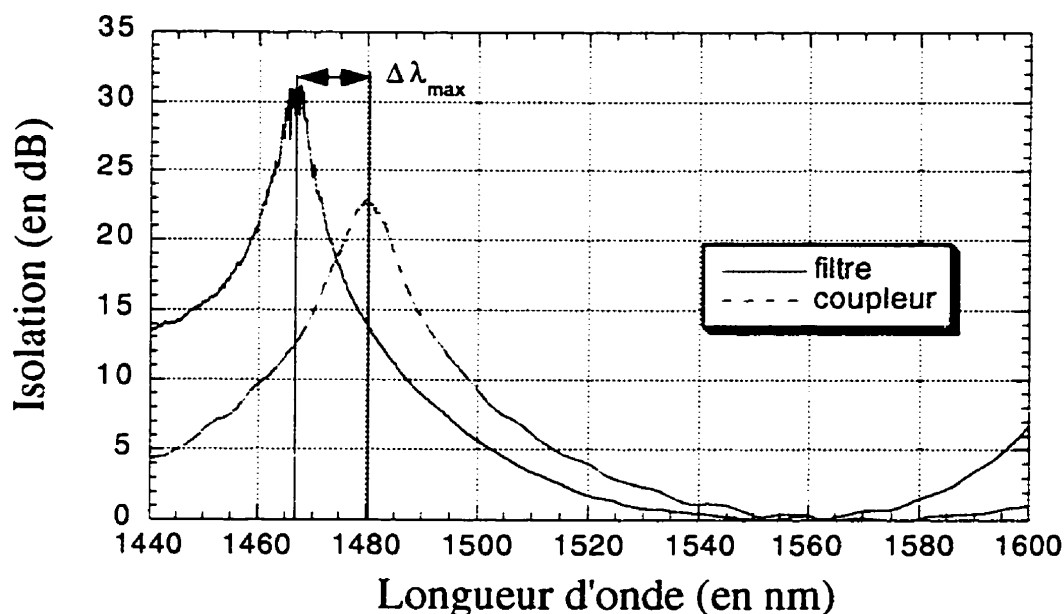


Figure 4.2 : Écart entre les réponses en longueur d'onde du filtre et du coupleur.

Afin de comparer les performances spectrales, il est utile de regarder plus précisément pour chaque écart les différentes caractéristiques suivantes : les isolations minimales à 1550 nm, les isolations maximales et les bandes de réjection à 20 dB, 30 dB, 40 dB et passante à 1 dB. Ces dernières ont été tracées sur la figure 4.4 en fonction de l'écart  $\Delta\lambda_{\max}$ . Les isolations maximales et les isolations minimales à 1550 nm sont elles tracées sur la figure 4.5. A partir de ces trois figures, on peut dire que, pour avoir la plus grande isolation à la longueur d'onde de réjection, il vaut mieux mettre les réponses parfaitement en phase, c'est à dire avec  $\Delta\lambda_{\max} = 0$ . On peut choisir aussi de maximiser la bande de réjection à 30 dB pour améliorer la fonction de démultiplexage, au détriment de l'isolation maximale et de la bande passante du signal à 1 dB. La bande de réjection à 20 dB est pratiquement constante pour les différentes valeurs de l'écart  $\Delta\lambda_{\max}$ .

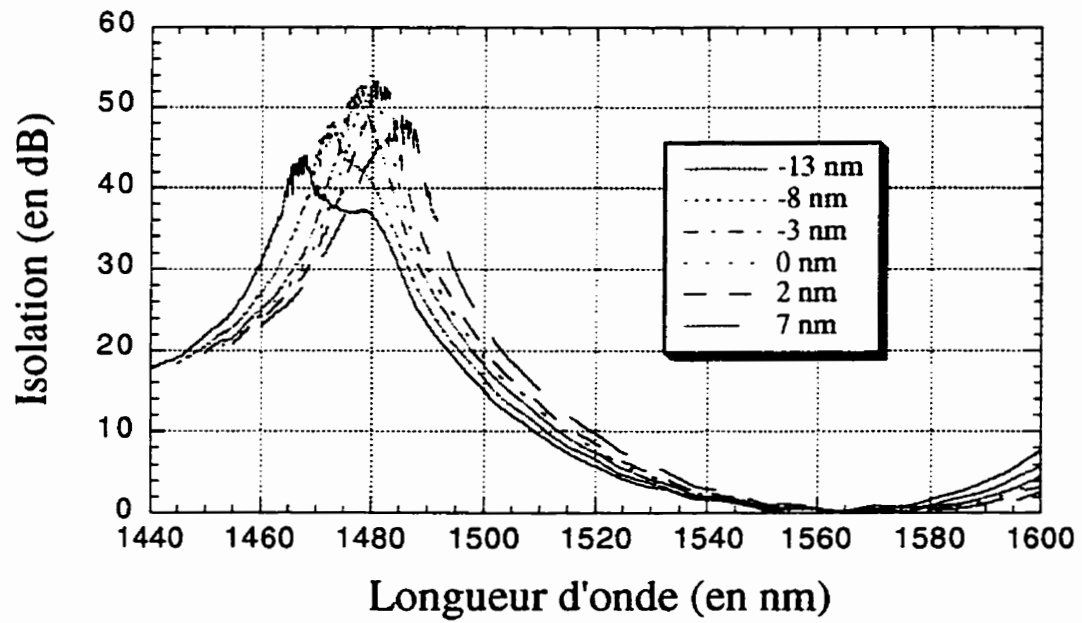


Figure 4.3 : Réponses de la structure composée en fonction de l'écart  $\Delta\lambda_{\max}$ .

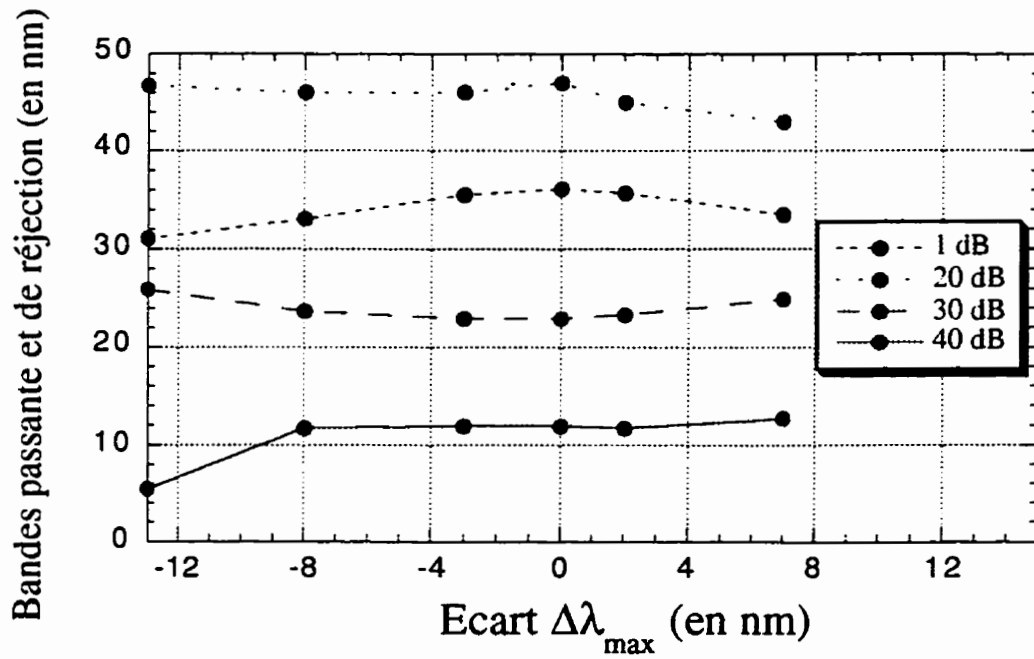


Figure 4.4 : Évolution des bandes passantes et de réjection en fonction d'écart  $\Delta\lambda_{\max}$ .

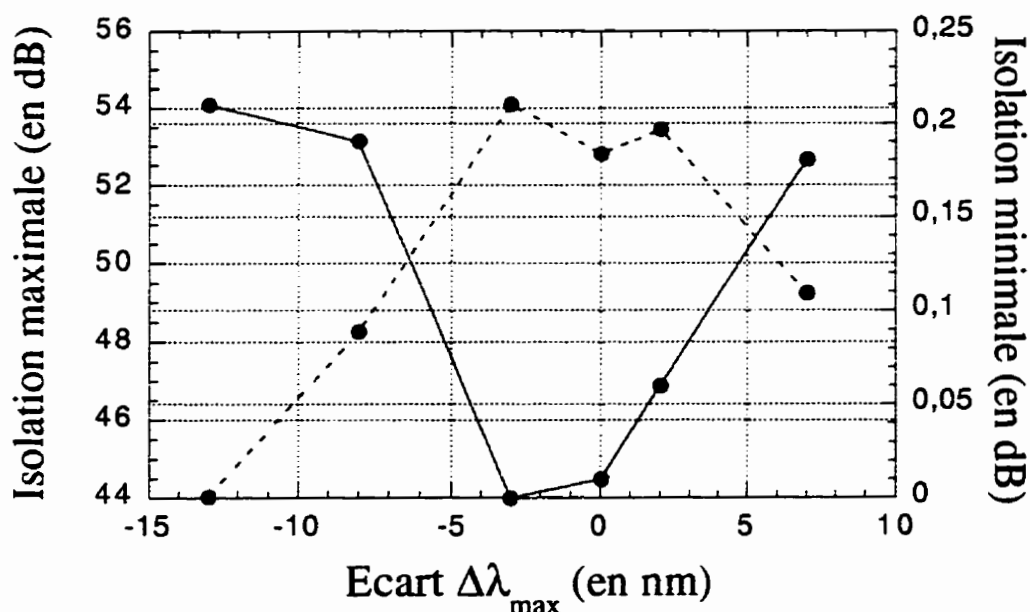


Figure 4.5 : Isolation maximale et isolation minimale à 1550 nm en fonction de l'écart  $\Delta\lambda_{\max}$ .

### 4.1.3 Résultats expérimentaux

Nous avons choisi ici d'optimiser la bande de réjection à 30 dB dans le cas du démultiplexage de 1480 et 1550 nm avec  $\Delta\lambda_{\max} = -13$  nm car la largeur spectrale de la pompe à 1480 nm est assez importante. La figure 4.6 relève la réponse spectrale de la branche principale de la structure réalisée avec cette condition. Les valeurs prévues auparavant sont proches de ce résultat. En effet, il était prévu d'avoir une bande de réjection de 26 nm à 30 dB et une bande de passage de 31 nm à 1 dB. La réponse de la figure 4.6 nous donne respectivement 25 nm et 30 nm. L'isolation maximale n'a pu être mesurée à cause de la limite de sensibilité du détecteur utilisé, on observe en effet du bruit au niveau de 30 dB d'isolation. L'isolation minimale est elle d'environ 0,3 dB à 1555 nm. C'est une valeur un peu plus grande que celle prévue par la figure 4.5, cependant il

faut rajouter aussi les pertes dues à la fabrication du composant. La dépendance en polarisation mesurée est du même ordre que celle d'un coupleur seul, soit environ 0,1 dB.

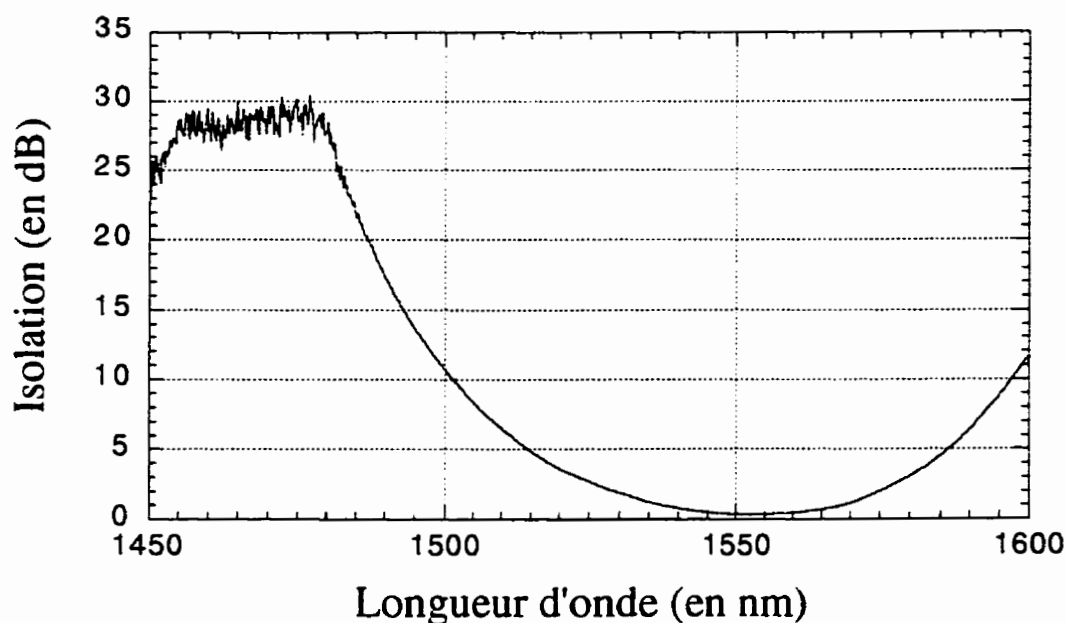
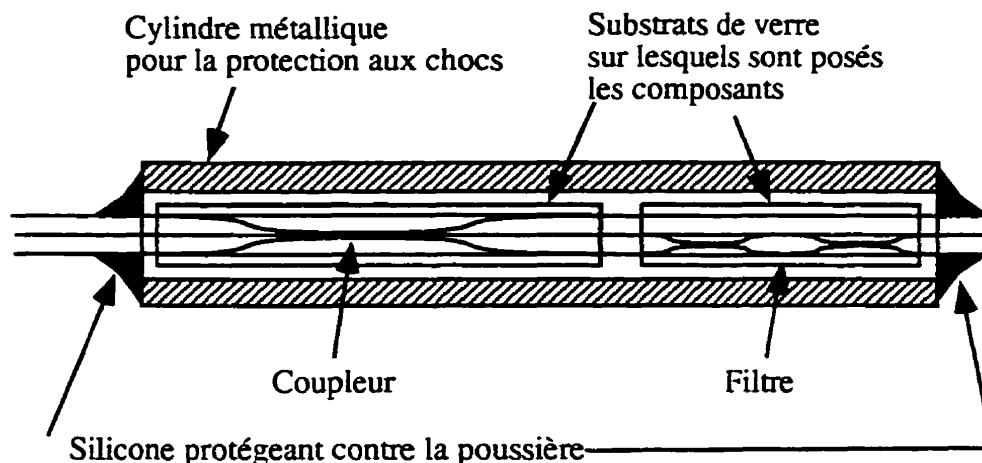


Figure 4.6 : Réponse en longueur d'onde de la branche principale de la structure composée.

#### 4.1.4 Fabrication et emballage

La méthode de fabrication de la structure composée de ce chapitre ne présente pas de difficultés particulières car il s'agit de faire deux composants bien contrôlés mis en cascade. Le coupleur est fabriqué en premier, puis est collé sur un substrat de verre pour permettre la fabrication du filtre. Il faut apporter certaines modifications au montage traditionnel de fabrication des coupleurs 2x2 pour pouvoir maintenir le coupleur en place pendant la réalisation du filtre tout en gardant ces deux composants suffisamment près et ainsi minimiser la longueur du composant emballé (figure 4.7).





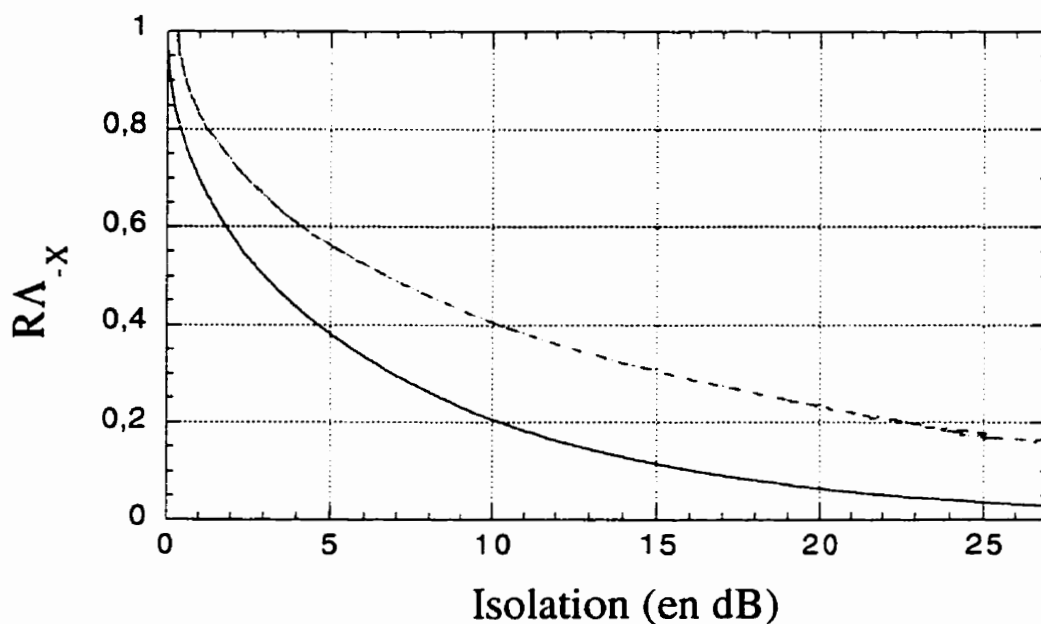
**Figure 4.7 :** Coupe du composant emballé.

La longueur du composant emballé est d'environ 7 cm. Il comprend le coupleur et le filtre collés séparément dans des substrats de verre. L'ensemble est ensuite enfilé dans un tube métallique dont on a fermé les extrémités avec du silicone pour assurer la protection contre la poussière et l'humidité.

### 4.1.5 Améliorations possibles

L'amélioration des caractéristiques du coupleur 2x2 peut être adaptée pour d'autres longueurs d'onde que 1480 et 1550 nm. En effet, la réalisation de filtre utilisant la même technique a été rapportée pour 1300/1550 nm [21]. Les coupleurs large bande du chapitre 2 peuvent être alors améliorés de la même façon. Bien que l'on n'ait pas réalisé de filtres pour des périodes plus petites, la méthode peut encore être appliquée, et ainsi être utilisée pour les coupleurs denses. On a rappelé au début de ce chapitre que les performances étaient modifiées sur une seule branche ; cependant rien n'empêche d'utiliser un filtre mis en cascade sur chacune des deux branches. Le seul problème à surmonter est

d'ordre technique. Il s'agit de fabriquer les deux filtres l'un à après l'autre sans détériorer leurs caractéristiques et ensuite de les emballer à la suite du coupleur. Pour terminer ce paragraphe, on compare le rapport  $RA_x$  de la structure composée avec celui d'un coupleur sans dépendance en polarisation dans la figure 4.8, la courbe provenant du coupleur cascadié étant en pointillé.



**Figure 4.8 :** Comparaison entre les  $RA_x$  d'un coupleur sans dépendance en polarisation et d'un coupleur cascadié avec un filtre.

Elle montre clairement qu'avec cette méthode on s'affranchit de la limitation de la réponse d'un coupleur seul qui est intrinsèquement sinusoïdale.

## 4.2 L'interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder est utilisé ici comme un multiplexeur/démultiplexeur. Il fait partie des structures composées car il comprend au minimum deux coupleurs. Afin de mieux comprendre comment l'interféromètre de Mach-Zehnder peut nous permettre de fabriquer des multiplexeur/démultiplexeurs, on va rappeler les caractéristiques spectrales de celui-ci dans la première partie. La deuxième partie de cette section est consacrée à la réalisation de ce composant proprement dit.

### 4.2.1 Aspect théorique

La structure de l'interféromètre de Mach-Zehnder est composée de deux coupleurs 2x2 reliés par deux bras comme indiquée dans la figure 4.9. La manière d'utiliser cet interféromètre est de créer un déphasage entre les deux bras. Il existe plusieurs manières de créer ce déphasage [22],[23] et [24], mais nous n'en expérimenterons ici qu'une seule : le déphasage entre les deux bras est obtenu avec une fibre effilée [25].

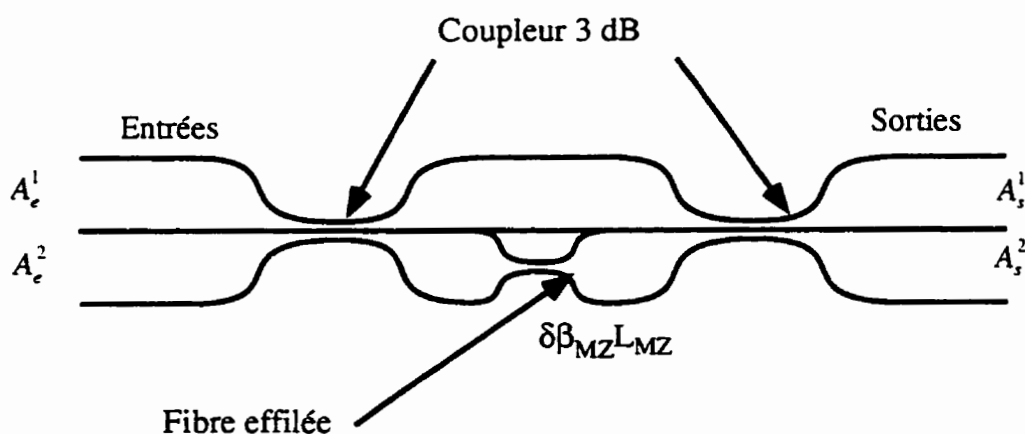


Figure 4.9 : Interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée.

On utilise ici les mêmes notations pour les amplitudes d'entrée et de sortie que pour le coupleur 2x2. Le principe de l'interféromètre est simple, les coupleurs 2x2 jouent le rôle de séparatrices et de mélangeuses comme dans un interféromètre de Mach-Zehnder classique. La puissance divisée après le premier coupleur va subir un déphasage différent suivant le bras traversé. Il en résultera une réponse oscillatoire en longueur d'onde à la sortie du deuxième coupleur dont on se servira pour réaliser les multiplexeurs/démultiplexeurs. Les coupleurs sont en général ajustés avec un taux de couplage 50/50% à une longueur d'onde  $\lambda_0$ . Cependant à cause de leur dépendance en longueur d'onde, ils ont ce taux de couplage sur une largeur spectrale réduite. On abordera plus tard dans ce paragraphe l'influence de cette caractéristique.

On peut établir la réponse en longueur d'onde de l'interféromètre de Mach-Zehnder en se servant de la matrice de transfert d'un coupleur 2x2 établie au (2.1.11). La matrice de transfert du composant est alors le produit des matrices individuelles suivantes

$$(T) = \exp(i\overline{\alpha_2}) \begin{pmatrix} \cos(\alpha_2) & i\sin(\alpha_2) \\ i\sin(\alpha_2) & \cos(\alpha_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(i\varphi_1) & 0 \\ 0 & \exp(i\varphi_2) \end{pmatrix} \exp(i\overline{\alpha_1}) \begin{pmatrix} \cos(\alpha_1) & i\sin(\alpha_1) \\ i\sin(\alpha_1) & \cos(\alpha_1) \end{pmatrix} \quad (4.2.1.1)$$

On reconnaît la matrice de transfert du premier coupleur caractérisée par  $\alpha_1$  et celle du deuxième coupleur par  $\alpha_2$ . La matrice traduisant le déphasage entre les deux bras est intercalée entre les deux. Dans notre configuration, il est possible d'exprimer ce déphasage plus simplement par

$$\begin{pmatrix} \exp(i\varphi_1) & 0 \\ 0 & \exp(i\varphi_2) \end{pmatrix} = \exp(i\beta L) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\delta\beta_{MZ}L_{MZ}) \end{pmatrix} \quad (4.2.1.2)$$

où  $L_{MZ}$  représente ici la longueur des bras,  $\delta\beta_{MZ}$  la différence entre la constante de propagation du bras non effilée  $\beta(1, \lambda)$  et celle du bras effilée  $\beta(TRI, \lambda)$ . De façon plus générale, on peut tenir compte du profil de la fibre effilée, l'expression  $\delta\beta_{MZ}$  est alors donnée par

$$\delta\beta_{MZ}(\lambda) = \frac{1}{L_{MZ}} \int_0^{L_{MZ}} [\beta(1, \lambda) - \beta(TRI(z), \lambda)] dz \quad (4.2.1.3)$$

L'expression de la matrice de transfert de l'interféromètre reliant les amplitudes d'entrée et de sortie est avec les conventions de la figure 4.11

$$\begin{pmatrix} A_s^1 \\ A_s^2 \end{pmatrix} = (T) \begin{pmatrix} A_e^1 \\ A_e^2 \end{pmatrix} \quad \text{avec}$$

$$(T) = \begin{pmatrix} \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 - \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \exp(i\varphi) & i \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 + i \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 \exp(i\varphi) \\ i \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 \exp(i\varphi) + i \sin \alpha_2 \cos \alpha_1 & \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \exp(i\varphi) - \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \end{pmatrix}$$

avec  $\varphi = \delta\beta_{MZ} L_{MZ}$  (4.2.1.4)

Normalement, l'interféromètre de Mach-Zehnder utilise seulement une entrée, autrement dit  $A_e^1$  ou  $A_e^2$  est nul. On choisit ici  $A_e^1 = 0$  sans perte de généralité. On obtient alors les expressions des transmissions recherchées  $T_1$  et  $T_2$  respectivement de la branche 1 et 2.

$$T_1 = |A_s^1|^2 = \frac{1}{2} (1 - \cos(2\alpha_1) \cos(2\alpha_2) + \sin(2\alpha_1) \sin(2\alpha_2) \cos(\delta\beta_{MZ} L_{MZ}))$$

$$T_2 = |A_s^2|^2 = \frac{1}{2} (1 + \cos(2\alpha_1) \cos(2\alpha_2) - \sin(2\alpha_1) \sin(2\alpha_2) \cos(\delta\beta_{MZ} L_{MZ}))$$

(4.2.1.5)

Il faut remarquer l'influence de deux termes dans la réponse en longueur d'onde de l'interféromètre de Mach-Zehnder. Le premier est relatif à la réponse en longueur d'onde des coupleurs par le biais des paramètres  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ . Le second provient du déphasage entre les bras par le terme  $\cos(\delta\beta_{MZ}L_{MZ})$ . En général, le second terme varie beaucoup plus vite en longueur d'onde que le premier. En effet, les coupleurs étant étirés à  $N_\alpha = 1/2$ , leur période  $\Lambda$  est alors très grande. On peut dire alors que l'oscillation rapide des transmissions  $\cos(\delta\beta_{MZ}L_{MZ})$  dans chaque branche est modulée par

$$\begin{aligned} T_{1\min} &= \sin^2(\alpha_1 - \alpha_2) & \text{et} & & T_{1\max} &= \sin^2(\alpha_1 + \alpha_2) & \text{pour } T_1 \\ & & & & & & (4.2.1.6) \\ T_{2\max} &= \cos^2(\alpha_1 - \alpha_2) & \text{et} & & T_{2\min} &= \cos^2(\alpha_1 + \alpha_2) & \text{pour } T_2 \end{aligned}$$

La période en longueur d'onde  $\Lambda$  de l'interféromètre de Mach-Zehnder est donc donnée par le second terme. Elle est calculée à partir de la relation suivante :

$$\Lambda = \frac{2\pi}{L_{MZ} \left| \frac{\partial(\delta\beta_{MZ}(\lambda))}{\partial\lambda} \right|} \quad (4.2.1.7)$$

Pour calculer cette dérivée, il faut noter que l'indice effectif du mode fondamental  $n_{eff}$  est approximativement linéaire en fonction de la longueur d'onde. En effet, le coefficient de corrélation de la régression linéaire de  $n_{eff}$  sur la plage de 1400 à 1600 nm est supérieur à 0,9997 pour tous les  $TRI$  supérieurs à 0,05. On peut alors introduire deux coefficients  $a(TRI)$  et  $b(TRI)$  tels que

$$n_{eff} = a(TRI)\lambda + b(TRI) \quad (4.2.1.8)$$

On a alors une expression simple (4.2.1.9) qui nous permet d'expliquer l'évolution de la période de l'interféromètre de Mach-Zehnder en fonction du  $TRI$  et de  $L_{MZ}$  à une longueur d'onde  $\lambda$ .

$$\Lambda = \frac{\lambda^2}{|b(1) - b(TRI)|L_{MZ}} \quad (4.2.1.9)$$

On constate que pour obtenir une période  $\Lambda$  donnée, il y a un ensemble de couples  $(TRI, L_{MZ})$  solutions. Pour obtenir ces solutions, un programme de simulation nous permet de calculer facilement  $b(TRI)$ . La figure 4.10 nous montre l'évolution de  $b(1) - b(TRI)$  en fonction du  $TRI$ .

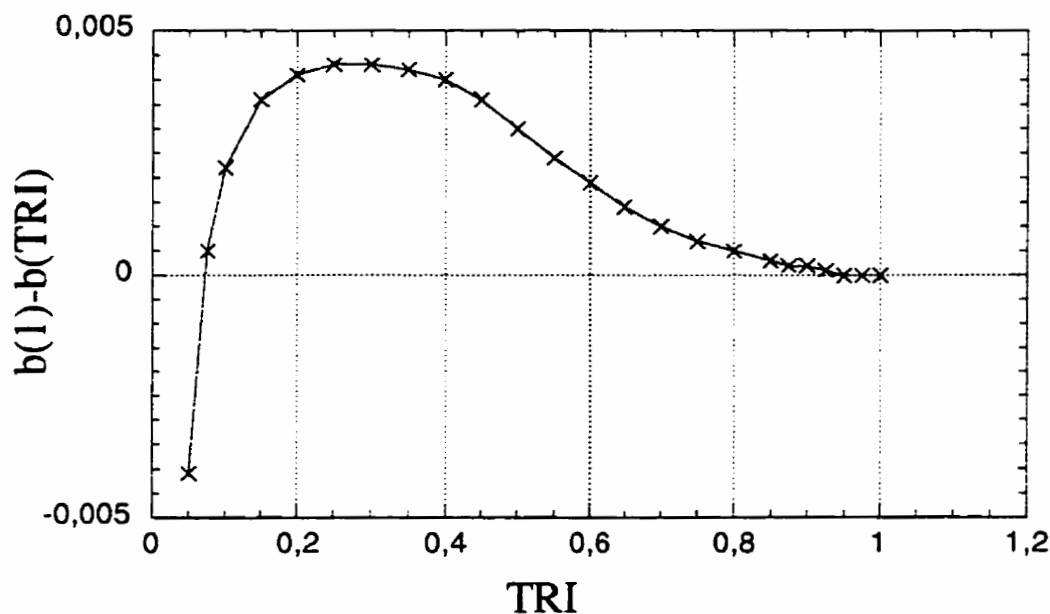


Figure 4.10 :  $b(1) - b(TRI)$  en fonction du  $TRI$ .

La longueur nécessaire pour obtenir une période  $\Lambda$  désirée en est déduite en fonction du  $TRI$  à  $\lambda = 1550$  nm. La figure 4.11 nous donne les longueurs nécessaires pour obtenir des périodes de 40, 140 et 500 nm.

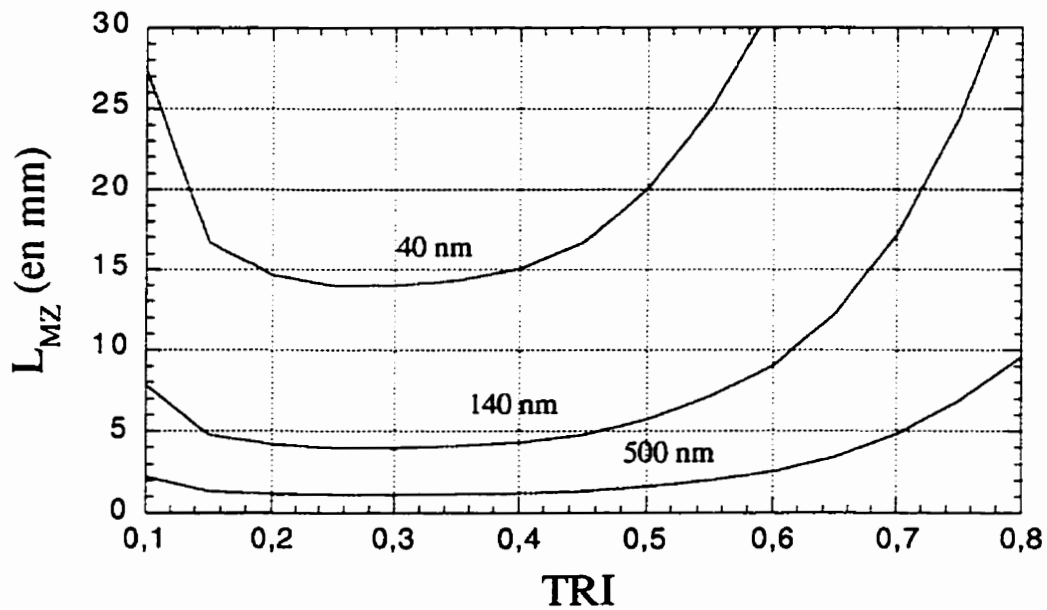


Figure 4.11 :  $L_{MZ}$  pour obtenir une période de 40, 140 et 500 nm en fonction du  $TRI$ .

Bien entendu, dans le cas d'une période de 500 nm, le composant est aussi limité par la réponse spectrale des coupleurs. Il est aussi intéressant de savoir comment évolue la période en fonction de la longueur d'onde. Pour cela, on calcule le rapport des périodes pour un couple de solutions ( $TRI$ ,  $L_{MZ}$ ) prises à deux longueurs d'onde différentes

$$\frac{\Lambda(\lambda)}{\Lambda(\lambda_0)} = \frac{\lambda^2}{\lambda_0^2} \quad (4.2.1.10)$$

La figure 4.12 nous donne l'évolution du rapport des périodes. Le rapport est indépendant du choix de la période à  $\lambda_0$  et ne dépend pas non plus du couple de solutions, car pour une période donnée  $\Lambda$  le produit  $[b(1) - b(TRI)]L_{MZ}$  est constant.



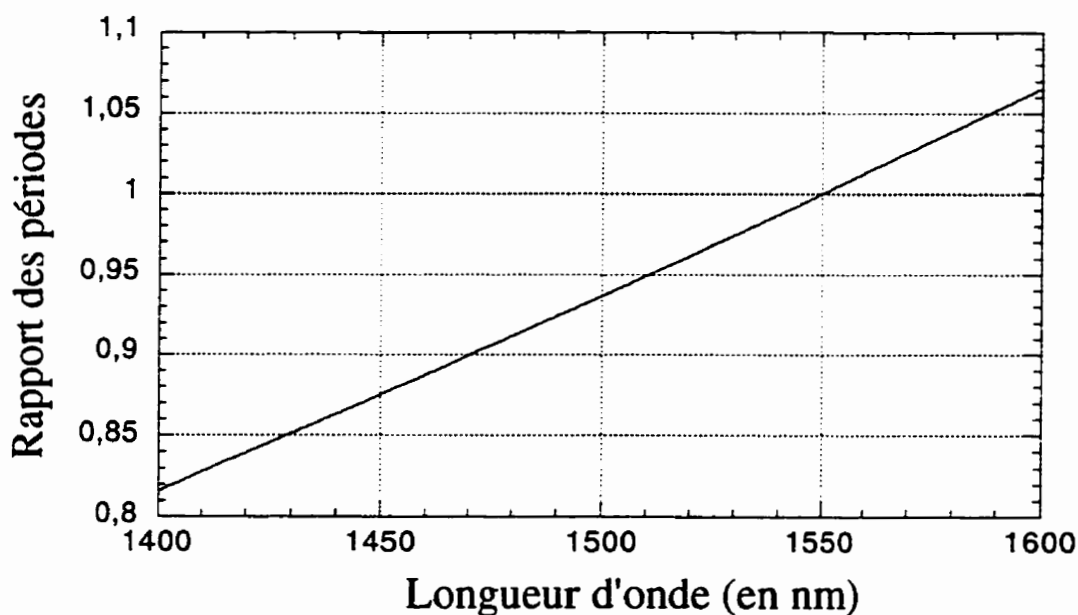


Figure 4.12 : Variation du rapport des périodes en fonction de la longueur d'onde.

On va s'attarder maintenant à caractériser les bandes passantes et de réjection pour un interféromètre de Mach-Zehnder. Les coupleurs sont supposés identiques, c'est-à-dire  $\alpha_1 = \alpha_2$  pour faciliter la compréhension et les calculs. Les expressions des transmissions dans les branches sont alors réduites à

$$T_1 = \sin^2(2\alpha) \cos^2(\delta\beta_{MZ} L_{MZ} / 2) \quad (4.2.1.11)$$

$$T_2 = 1 - \sin^2(2\alpha) \cos^2(\delta\beta_{MZ} L_{MZ})$$

Cette fois-ci, l'enveloppe de la réponse en longueur d'onde des transmissions est limitée par

$$T_{1\min} = 0 \quad \text{et} \quad T_{1\max} = \sin^2(2\alpha) \quad \text{pour} \quad T_1 \quad (4.2.1.12)$$

$$T_{2\max} = 1 \quad \text{et} \quad T_{2\min} = \cos^2(2\alpha) \quad \text{pour} \quad T_2$$

On peut dire alors que l'isolation minimale à une longueur d'onde est limitée dans la branche 1 par  $\sin^2(2\alpha)$  et que l'isolation maximale à la même longueur d'onde est limitée dans la branche 2 par  $\cos^2(2\alpha)$ . La coupleur 2x2 peut être considéré comme variant de façon linéaire autour de la longueur d'onde  $\lambda_0$  d'ajustement à 50/50%. Alors on peut introduire le coefficient  $p$  tel que

$$\alpha = p\Delta\lambda_0 + \pi/4 \quad (4.2.1.13)$$

On évalue alors l'isolation minimale dans la branche 1 et l'isolation maximale dans la branche 2 en fonction l'écart par rapport à  $\lambda_0$ , c'est-à-dire  $\Delta\lambda_0 = \lambda - \lambda_0$ , et la pente  $p$  dans la figure 4.13.

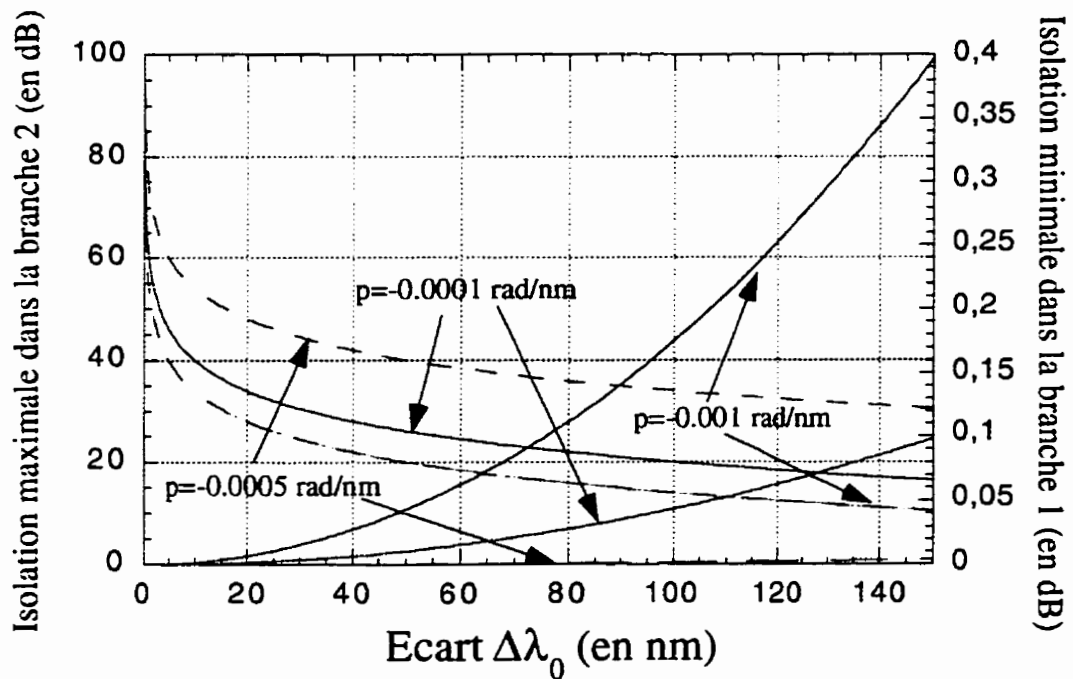


Figure 4.13 : Evolution des isolations dans les branches 1 et 2 en fonction de  $p$  et de l'écart  $\Delta\lambda_0$ .

La validité de la linéarité du paramètre  $\alpha$  du coupleur n'est sans doute pas tout à fait exacte pour des écarts de 150 nm. Cependant elle donne un bon ordre de grandeur des valeurs des coefficients  $p$  à atteindre pour avoir de bonnes caractéristiques de démultiplexage. De la même façon, on peut calculer avec la relation de linéarité (4.2.1.14), les isolations maximales entre les branches de l'interféromètre de Mach-Zehnder. Comme les transmissions dans les deux branches ne sont pas symétriques, on donne une expression de l'isolation pour chaque branche.

$$I^1 = |10 \log(T_{1\max}/T_{2\min})| = 10 \log(\tan^2(2\alpha)) \text{ pour la branche 1} \quad (4.2.1.14)$$

$$I^2 = 10 \log(T_{2\max}/T_{1\min})| = +\infty \text{ pour la branche 2}$$

La première relation est très proche de l'isolation maximale dans la branche 2 pour des valeurs de  $p$  et de l'écart  $\Delta\lambda_0$  tels que  $\sin^2(2\alpha) \approx 1$ . La différence entre les deux est exprimée sur la figure 4.13 par la courbe d'isolation minimale de la branche 1, l'isolation entre branches étant inférieure à l'isolation dans une branche. Maintenant que nous avons vu les limites des isolations dues à la réponse en longueur d'onde du coupleur 2x2, nous allons exprimer maintenant les bandes passantes et de réjection pour l'application du multiplexeur/démultiplexeur. Pour cela, on calcule la différence

$$T_2 - T_{2\min} = \sin^2(2\alpha) \sin^2\left(\frac{\delta\beta_{MZ}L_{MZ}}{2}\right) \quad (4.2.1.15)$$

On trouve alors facilement la relation

$$\frac{[\delta\beta_{MZ}(\lambda_2) - \delta\beta_{MZ}(\lambda_1)]L_{MZ}}{2} = 2 \text{Arc sin}\left(\sqrt{\frac{T_2 - T_{2\min}}{\sin^2(2\alpha)}}\right) \quad (4.2.1.16)$$

où  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont respectivement les solutions de l'équation 4.2.1.16 près du maximum d'isolation. L'expression du terme de gauche peut être obtenue à partir de la relation 4.2.1.9, ce qui donne

$$(\delta\beta_{MZ}(\lambda_2) - \delta\beta_{MZ}(\lambda_1)) = \frac{2\pi(\lambda_2 - \lambda_1)(b(1) - b(TRI))}{\lambda_2\lambda_1} \quad (4.2.1.17)$$

En utilisant 4.2.1.16 et 4.2.1.17 avec  $X = -10 \log(T_2)$ , on trouve

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 2\lambda_2\lambda_1 \text{Arcsin}\left(\sqrt{\frac{10^{-X/10} \cos^2(p\Delta\lambda_0 + \pi/4)}{L_{MZ}\pi(b(1) - b(TRI))}}\right) \quad (4.2.1.18)$$

Pour l'instant, on a seulement supposé la linéarité de l'indice effectif du mode fondamental  $n_{eff}(\lambda)$ , mais afin de trouver une expression en fonction de  $\Delta\lambda_0$  et  $\lambda_0$ , on va faire l'approximation suivante

$$\lambda_1\lambda_2 \approx (\lambda_0 - \Delta\lambda_0)^2 \quad (4.2.1.19)$$

L'approximation n'est pas exacte lorsque les solutions  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont éloignées de la longueur d'onde de réjection cependant elle donne un ordre de grandeur de la réduction de la bande de réjection. De plus, la période  $\Lambda_0$ , si elle est ajustée à  $\lambda_0$ , vaut

$$\Lambda(\lambda_0) = \Lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{L_{MZ}(b(1) - b(TRI))} \quad (4.2.1.20)$$

On a alors une expression générale du  $RA_{-x}$  dans la branche 2.

$$R\Lambda_{-X} = \frac{\Delta\lambda_{-X}}{\Lambda_0} = \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0}\right)^2 \text{Arcsin} \left( \sqrt{\frac{10^{-X/10} - \cos^2(p\Delta\lambda_0 + \pi/4)}{\sin^2(p\Delta\lambda_0 + \pi/4)}} \right) \quad (4.2.1.21)$$

L'expression de  $R\Lambda_{-X}$  est moins précise pour les petites valeurs de  $X$  ; cependant on peut remarquer l'influence de deux termes. La non périodicité de la transmission, déjà remarquée dans la figure 4.12, diminue  $R\Lambda_{-X}$  par un facteur  $(1 - \Delta\lambda_0/\lambda_0)^2$ . Plus on s'écarte de la longueur d'onde  $\lambda_0$  de l'isolation maximale, plus  $R\Lambda_{-X}$  va être diminué. La réponse en longueur d'onde des coupleurs, elle, intervient à l'intérieur de la fonction Arcsin. Pour des produits  $p\Delta\lambda_0$  constants, on a le même comportement. Ainsi si  $p$  ou  $\Delta\lambda_0$  augmente, la bande de réjection va être réduite. Afin de mieux visualiser la réduction on trace la bande de réjection pour différents paramètres  $\Delta\lambda_0$  et  $p$  sur la figure 4.14. On peut obtenir le même genre d'expression pour la branche 1.

$$R\Lambda_{-X} \approx \frac{2}{\pi} \left(1 - \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0}\right)^2 \text{Arcsin} \left( \sqrt{\frac{10^{-X/10}}{\sin^2(p\Delta\lambda_0 + \pi/4)}} \right) \quad (4.2.1.22)$$

Pour cette dernière expression, on n'a plus de terme limitatif en  $\cos^2(p\Delta\lambda_0 + \pi/4)$  à cause du fait que  $T_{\min} = 0$ . On peut calculer aussi les bandes passantes mais leurs expressions ne nous apprendraient rien de plus. De la même façon, on peut calculer pour l'isolation entre les branches les rapports  $R\Lambda$

$$R\Lambda = \left(1 - \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0}\right)^2 \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \text{Arcsin} \left( \sqrt{\frac{1}{(1 - 10^{-X/10}) \sin^2(p\Delta\lambda_0 + \pi/4)}} \right) \right] \text{ pour la branche 1} \quad (4.2.1.23)$$

$$R\Lambda = \left(1 - \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0}\right)^2 \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \text{Arcsin} \left( \sqrt{\frac{1}{(1 + 10^{-X/10}) \sin^2(p\Delta\lambda_0 + \pi/4)}} \right) \right] \text{ pour la branche 2}$$

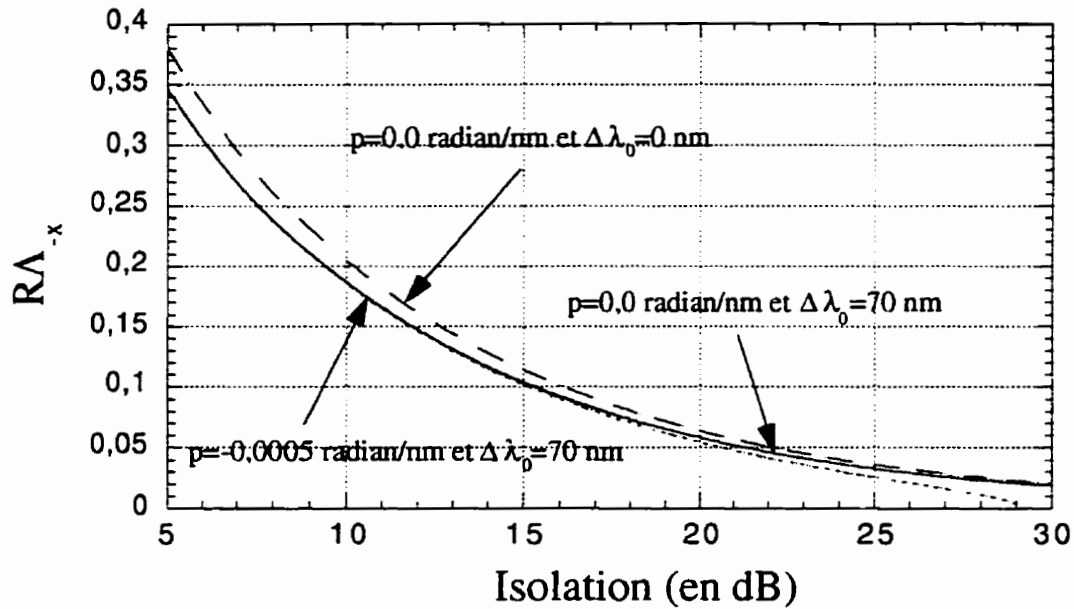


Figure 4.14 : Évolution du  $RA_{-x}$  en fonction des paramètres  $\Delta\lambda_0$  et  $p$ .

Les expressions ont l'air d'être différentes de celles obtenues avec les coupleurs. Il faut remarquer alors que  $2\text{Arc tan}(10^{-X/20})/\pi = 1 - 2\text{Arc sin}(\sqrt{1/(1+10^{-X/10})})/\pi$ . On voit donc qu'on obtient les résultats du coupleur indépendant de la polarisation si on fait tendre  $\Delta\lambda_0 \rightarrow 0$ .

Ces expressions bien que générales ne tiennent pas compte du cas où les coupleurs sont décalés  $\alpha_1 \neq \alpha_2$ , ou encore lorsque leur rapport de couplage n'est pas 50/50% à la même longueur d'onde, ce qui est en pratique le cas. Cependant il est possible de montrer que, dans ce cas-là [26], l'isolation maximale entre les branches est obtenue au milieu des longueurs d'onde d'ajustement à 50/50% de chaque coupleur.

### 4.2.2 Résultats expérimentaux

De nombreuses expériences ont été menées pour fabriquer à partir des comportements théoriques précédents un multiplexeur/démultiplexeur 1480/1550 nm. La fabrication de l'interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée est très similaire à celle de l'interféromètre non déphasé du chapitre 5 (figures 5.6 et 5.7). Il suffit de rajouter une fibre effilée avant le début de la fabrication de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

La première partie du travail a été de trouver une recette expérimentale pour obtenir la période désirée. La relation donnant la période en fonction d'un taux de réduction constant  $TRI$  de la fibre sur une longueur  $L_{MZ}$  est bien sûr approximative mais elle donne un bon ordre de grandeur. Elle a servi de base à la recherche de la période adéquate. La longueur minimale pour avoir un déphasage de  $\pi$  entre les 2 bras pour une période de 140 nm est d'environ de 4 mm en utilisant la courbe 4.11. Cette longueur est impossible à réaliser avec une fibre effilée adiabatique. Pour des largeurs de flamme de l'ordre de 4 mm, on ne peut pas diminuer le  $TRI$  au-dessous de 0,5 sans avoir du couplage dans les modes d'ordre supérieur. Le critère d'adiabaticité doit être vérifié sinon les modes excités par la fibre effilée vont perturber la transmission du deuxième coupleur et donc les propriétés du composant au complet. On a donc choisi les conditions expérimentales suivantes : une largeur de flamme d'environ 4 mm avec une largeur de balayage de 12 mm.

Dans la figure 4.15, on a tracé les périodes à partir de la relation 4.2.1.9 pour deux valeurs du  $TRI$  ainsi que les résultats expérimentaux obtenus. La méthode expérimentale

utilisée pour trouver la bonne périodicité est simple. On a seulement diminué la longueur d'élongation de la fibre effilée à chaque essai. Le *TRI* minimum pendant cette manipulation est supposé constant et environ égal à 0,65, ce qui n'est pas très loin des valeurs théoriques.

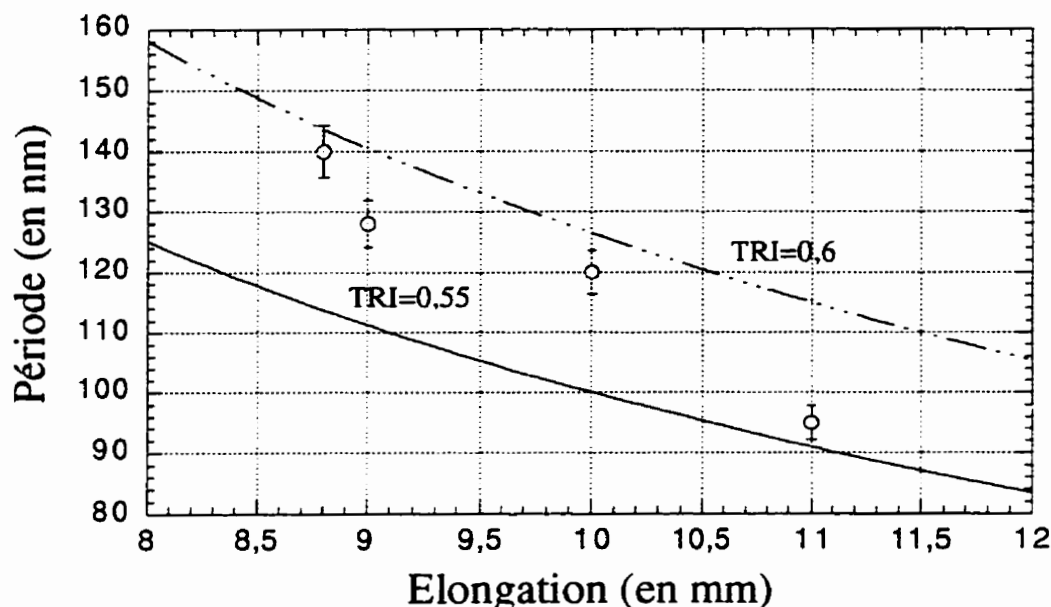


Figure 4.15 : Comparaison entre la période théorique et la période obtenue expérimentalement.

On atteint la période de 140 nm désirée pour une longueur de 8,8 mm et un *TRI* minimum de 0,65. Une fois la période trouvée, il devrait être facile de fabriquer le démultiplexeur 1480/1550 nm, cependant la méthode de fabrication ne donne pas toujours des résultats reproductibles. Il ne s'agit pas d'une variation de la période mais de la longueur d'onde à laquelle la puissance est maximum. Au lieu d'obtenir exactement 1550 nm, des variations de quelques dizaines de nanomètres peuvent être observées. Ce comportement provient d'un déphasage supplémentaire entre les deux bras lors de l'ajustement du deuxième coupleur. Ce problème a aussi été observé lors de la fabrication



des interféromètres de Mach-Zehnder du chapitre 5. Sur la figure 4.16, nous n'observons que légèrement ce phénomène. En effet, la longueur d'onde de réjection est environ à 1472 nm. On peut trouver une solution à ce problème. En effet, comme dans le cas des coupleurs 2x2, un ajustement à partir d'une élongation supplémentaire à froid de signe arbitraire va pouvoir déplacer quelque peu la réponse en longueur d'onde.

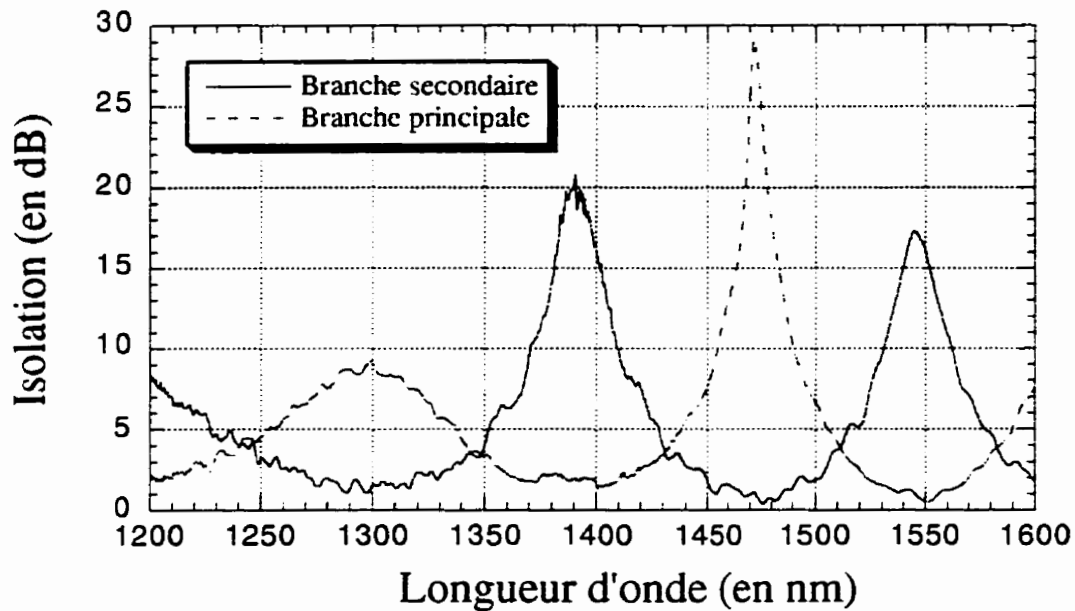
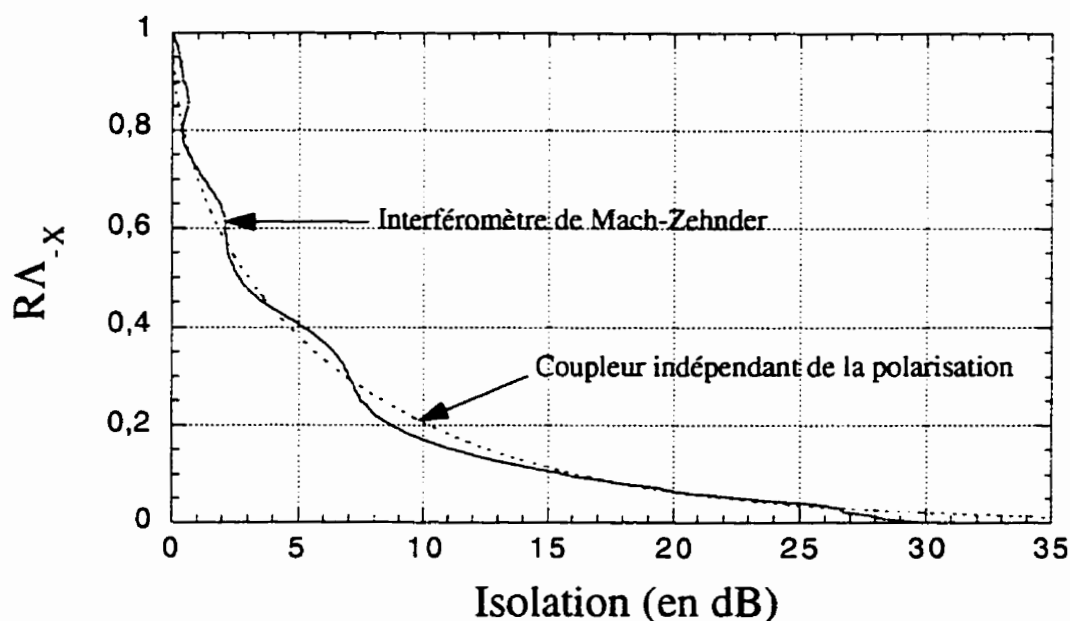


Figure 4.16 : Réponse en longueur d'onde d'un démultiplexeur 1480/1550 nm réalisée à partir d'un interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée.

Il faut remarquer aussi que l'isolation maximale est seulement d'environ 29 dB à 1472 nm. Ce résultat peut s'expliquer à partir de la théorie du paragraphe précédent. On a montré que la longueur d'onde à laquelle on atteignait l'isolation maximale est celle pour laquelle les coupleurs sont 50/50%. En général, ils ne sont pas exactement 50/50% à la même longueur d'onde. Il est possible de montrer [26] que le démultiplexeur perd rapidement son isolation maximale en fonction de l'écart entre les deux longueurs d'onde d'ajustement et de la pente  $p$  de la réponse en longueur d'onde des coupleurs (4.2.1.13).

Dans notre cas, la pente  $p$  est assez importante, environ  $-0,001$  rad/nm, et l'écart est d'environ 70 nm. Sur la figure 4.6, nous observons de plus que la période n'est pas constante en fonction de la longueur d'onde. Elle croît lorsque la longueur d'onde décroît, ce qui est l'inverse de l'effet annoncé dans la partie précédente. Il faut donc se rendre à l'évidence que le modèle de la fibre de rayon uniforme sur une longueur  $L_{MZ}$  est capable de donner l'ordre de grandeur de la période mais n'est pas assez précis pour nous donner sa variation sur le spectre étudié. Une nuance est à apporter à cette conclusion. La géométrie de la fibre effilée peut avoir été un peu modifiée pendant la fabrication des deux coupleurs de l'interféromètre de Mach-Zehnder, expliquant plus ou moins ce comportement anormal. D'autres mesures plus précises n'ayant pas été obtenues, nous ne sommes pas en mesure de conclure sur ce comportement. Afin de finir cette discussion sur les résultats expérimentaux, on compare encore une fois le  $RA_x$  du composant obtenu avec celui du coupleur indépendant en polarisation dans la figure 4.17.



**Figure 4.17 :** Comparaison entre  $RA_x$  du composant réalisé et celui d'un coupleur indépendant de la polarisation.

Le rapport  $RA_x$  est très proche de celui d'un coupleur indépendant de la polarisation, mis à part les oscillations supplémentaires dues à un problème de normalisation. Le composant emballé est un peu plus long que le coupleur cascadié avec un filtre soit environ 8 cm. Sa dépendance en polarisation est elle bien inférieure. En effet, les coupleurs 50/50% sont beaucoup moins dépendants en polarisation que le coupleur 1480/1550 nm. Environ 0,05 dB de dépendance a été mesurée.

### 4.3 Conclusion

On a rapporté dans ce chapitre la réalisation de deux structures composées que sont le coupleur 2x2 cascadié avec un filtre et l'interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée. Toutes les deux ont des caractéristiques de démultiplexage supérieures à celles d'un coupleur 1480/1550 nm seul. Cependant le coupleur 2x2 cascadié avec un filtre possède de bien meilleures caractéristiques que les deux autres car il n'est pas limité par la réponse sinusoïdale d'un simple coupleur.

## CHAPITRE V

### COMPOSANTS À RÉSEAUX DE BRAGG

#### 5.1 Introduction

La plupart des composants réalisés dans les chapitres précédents sont utilisés pour multiplexer ou démultiplexer des signaux espacés au minimum de 7,5 nm. Pour aller au delà, c'est-à-dire en dessous du nanomètre peu de techniques fiables utilisant la fibre effilée existent. L'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder avec des longueurs de bras très grandes a démontré cette faisabilité, cependant ses dimensions rendent sa stabilité critique [22]. Le besoin pour de tels composants pour les futurs réseaux optiques de communication est présent. En effet, le multiplexage en longueur d'onde autour de 1550 nm semble être le meilleur moyen d'accroître la capacité de transmission d'une fibre optique, car on utilise au mieux la bande passante autour de 1550 nm. Les réseaux de Bragg se sont avérés être la technologie la mieux adaptée pour atteindre ce but, car le domaine subnanométrique est facilement atteignable. Depuis le premier réseau inscrit dans une fibre de façon longitudinale [27], les progrès réalisées ont sans cesse évolué vers un composant plus facile à réaliser. En effet, on a démontré par la suite la possibilité d'inscrire le réseau de façon transverse [28], et l'utilisation de la technique du masque de phase a permis d'entrevoir une production industrielle [29].

Les phénomènes physiques impliqués dans la formation des réseaux de Bragg dans les fibres font l'objet de nombreuses publications [30]. Son principal objectif est la compréhension de la photosensibilité, définie comme le changement permanent des propriétés physiques ou chimiques d'un matériau sous l'exposition de la lumière. Dans le cas de la fibre, la photosensibilité est attribuée à des défauts dus à la présence de germanium dans la maille de silice. L'intérêt de la compréhension de ce phénomène pour la transmission optique réside dans la possibilité d'inscrire des réseaux de Bragg avec une modulation d'indice très forte, permettant de fabriquer des réseaux très réfléchissants et courts, et donc très réjecteurs à la longueur d'onde de Bragg.

Un bref aperçu théorique va être donné dans la prochaine section sur les diverses caractéristiques des réseaux de Bragg. Bien que l'inscription des réseaux n'ait pas fait l'objet d'expériences dans cette maîtrise, nous allons évaluer par la suite les différentes options d'intégration de ces réseaux dans les fibres pour effectuer la tâche de multiplexage et démultiplexage. La fin de ce chapitre s'attardera à présenter la réalisation d'une de ces options : le coupleur 2x2 0/100% fusionné avec un réseau inscrit dans la partie centrale. La réalisation des coupleurs 2x2 0/100% a été effectuée au laboratoire de fibres optiques de l'Ecole Polytechnique de Montréal. L'inscription des réseaux de Bragg dans la partie centrale du coupleur a été réalisée à l'unité de réseaux photoniques d'Alcatel Alsthom Recherche (AAR) à Marcoussis (France). Les résultats des figures 5.10 et 5.25 nous ont été aimablement fournis par Fatima Bakhti, responsable de l'inscription des réseaux. La fibre spéciale dopée au germanium dans la gaine pour la fabrication des coupleurs a aussi été fabriquée à AAR. Nous aborderons donc plus longuement le processus de fabrication des coupleurs.

## 5.2 Aspect théorique

Les réseaux de Bragg dans les fibres optiques sont des réseaux volumiques contrairement aux réseaux de diffraction qui sont surfaciques. Ce sont les mailles des réseaux qui leur donnent leurs propriétés optiques. Dans un premier temps, on va décrire les paramètres importants du réseau. Les réseaux de Bragg dans les fibres sont le plus souvent réalisés à partir d'une figure d'interférence avec de la lumière UV utilisant un masque de phase ou un interféromètre à miroir [28],[29].

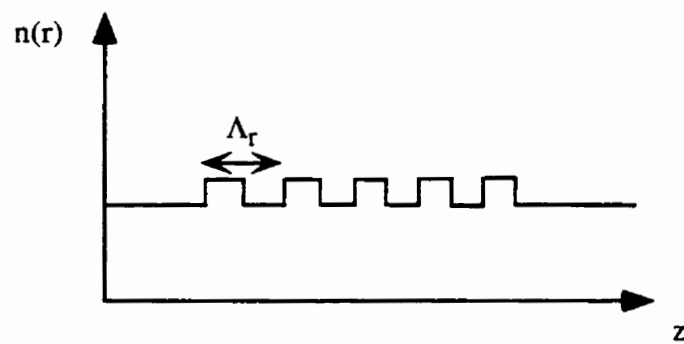


Figure 5.1 : Profil d'indice longitudinal incluant le réseau

Ils ont donc une période spatiale ou pas  $\Lambda_r$ , déterminée par la figure d'interférence (figure 5.1). La modulation d'indice obtenue peut être décrite en première approximation par les termes suivants

$$\Delta n = \Delta n_{av} + \Delta n_1 \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_r} + \varphi\right) \quad (5.2.1)$$

où  $\Delta n_{av}$  est l'augmentation moyenne de l'indice due à l'exposition UV,  $\Delta n_1$  est l'amplitude de la modulation d'indice et  $\varphi$  est la phase de la modulation. Cette modification d'indice est appliquée sur une longueur  $L_r$  de fibre.

Après avoir décrit la modification de l'indice optique, on modélise l'évolution du champ électrique à travers ce réseau. Pour cela on considère la modulation d'indice comme une perturbation provoquant du couplage entre les différents modes de la fibre non exposée. La plupart du temps, les fibres utilisées pour l'inscription des réseaux sont unimodales. On néglige en général pour un réseau réflecteur le couplage avec les modes d'ordre supérieur du mode fondamental codirectionnel. On peut écrire alors le champ total sous la forme

$$E_t(r, \Phi, z) = f_1(z)e^{i(\beta_1 + \delta\beta_1)z}\Psi_1(r, \Phi) + \sum_j b_j(z)e^{-i(\beta_j + \delta\beta_j)z}\Psi_j(r, \Phi) \quad (5.2.2)$$

où  $f_1(z)$  et  $b_j(z)$  sont respectivement l'amplitude du mode fondamental codirectionnel et du  $j^{\text{ième}}$  mode contradirectionnel,  $\Psi_j(r, \Phi)$  sont les amplitudes normalisées du champ des modes non perturbés de la fibre ;  $\beta_j$  est la constante de propagation du  $j^{\text{ième}}$  mode de la fibre non perturbée et  $\delta\beta_j$  est sa variation due au changement de l'indice moyen  $\Delta n_{av}$ , définie par

$$\delta\beta_j = k \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho} |\Psi_j(r, \theta)|^2 \Delta n_{av}(r, \theta, z) r dr d\theta \quad (5.2.3)$$

En introduisant (5.2.1) et (5.2.2) dans les équations de Maxwell, on trouve les équations d'évolution des amplitudes des modes dans le réseau. Elles sont à la base de la compréhension des caractéristiques optiques des réseaux de Bragg.

$$\frac{\partial f_1}{\partial z} = i \sum_j \kappa_j e^{-iz(\theta_j + \delta\theta_j)} b_j \quad (5.2.3)$$

$$\frac{\partial b_n}{\partial z} = -i \kappa_n^* e^{iz(\theta_n + \delta\theta_n)} f_1 \quad (5.2.4)$$

où  $\theta_j = \beta_1 + \beta_j - 2\beta_r$ ,  $\beta_r = 2\pi/\Lambda_r$ , et  $\delta\theta_j(z) = \delta\beta_j(z) + \delta\beta_1(z) - \varphi'(z)$  avec  $\varphi'(z)$  est la dérivée de la phase de la modulation. On a aussi  $\kappa_j = \pi\delta n_j/\lambda$  comme constante de couplage avec  $\delta n_j$  définie comme suit

$$\delta n_j = \int_0^{2\pi\rho_\infty} \int_0^{2\pi} \psi_1(r, \phi) \psi_j^*(r, \phi) \Delta n_1(r, \phi, z) r dr d\phi \quad (5.2.5)$$

La condition d'accord de phase est obtenue pour  $\theta_j + \delta\theta_j(z) = 0$  pour le *j*<sup>ième</sup> mode contradirectionnel. Cette condition donne la longueur d'onde de réflexion de Bragg, donnée par

$$\lambda_r = 2n_{\text{moy}}\Lambda_r \quad \text{avec} \quad n_{\text{moy}} = (\beta_1 + \beta_n + \delta\beta_1 + \delta\beta_n)/2k_0 \quad (5.2.6)$$

En général, tous les termes des équations (5.2.3) et (5.2.4) dépendent de  $z$ . Cependant on peut trouver une solution analytique dans un réseau où  $\delta\theta_j$  et  $\kappa_j$  sont constants sur toute sa longueur  $L_r$ . On doit pour l'intégrer utiliser aussi les conditions limites satisfaites au début et à la fin du réseau. On peut alors modéliser n'importe quelle structure en la divisant en petites portions sur lesquelles la solution analytique précédente est valable. Pour finir, on rappelle rapidement les caractéristiques spectrales des réseaux. Le coefficient de réflexion du réseau est donné par

$$R = \frac{1}{(1 - \delta_n^2)^{-1} + (sh(\kappa_n \sqrt{1 - \delta_n^2} L_r)^{-2})} \quad (5.2.7)$$

où  $\delta_n = (\beta_1 + \delta\beta_1 + \beta_n + \delta\beta_n - \beta_r)/2\kappa_n$  est un coefficient sans dimension donnant l'écart par rapport à la condition de phase. De plus, pour un réseau très réfléchissant, c'est-à-dire pour  $\kappa_n L_r > 8$ , la bande passante à mi-hauteur peut s'approximer par



$$\Delta\lambda_n = \frac{\delta n_n \lambda_r}{n_{\text{moy}}} \quad (5.2.8)$$

ce qui permet de calculer l'ordre de grandeur de celle-ci. Pour des modulations d'indice effectif de  $10^{-3}$ , une longueur d'onde de Bragg de 1550 nm et indice moyen de 1,45 on obtient une bande passante d'environ 1 nm. On peut diminuer celle-ci en diminuant la modulation d'indice effectif mais en augmentant la longueur du réseau pour atteindre la même réflectivité.

### 5.3 Différentes conceptions de démultiplexeurs avec des réseaux

On a vu que les réseaux étaient une solution idéale pour effectuer le multiplexage et démultiplexage pour des bandes passantes inférieures au nanomètre. Ils sont faciles à utiliser comme filtres en transmission. Cependant, ils ont un inconvénient inhérent à leur fonctionnement, il faut réussir à accéder à la lumière réfléchie par le réseau qui se propage de façon contradirectionnelle. Une première solution simple consiste à utiliser un coupleur 2x2 50%/50% comme dans la figure 5.2.

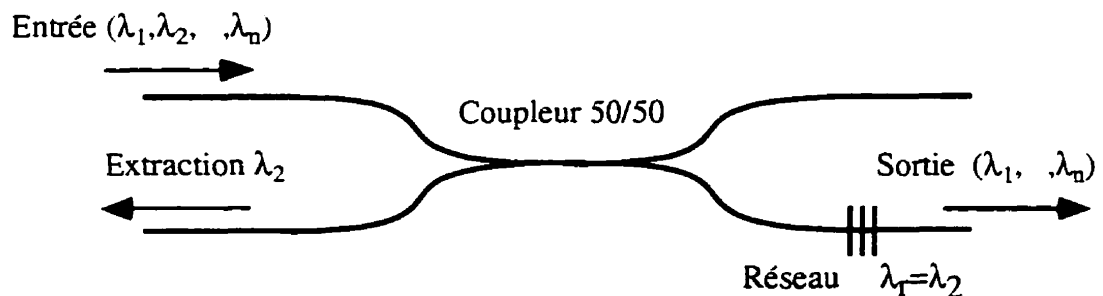
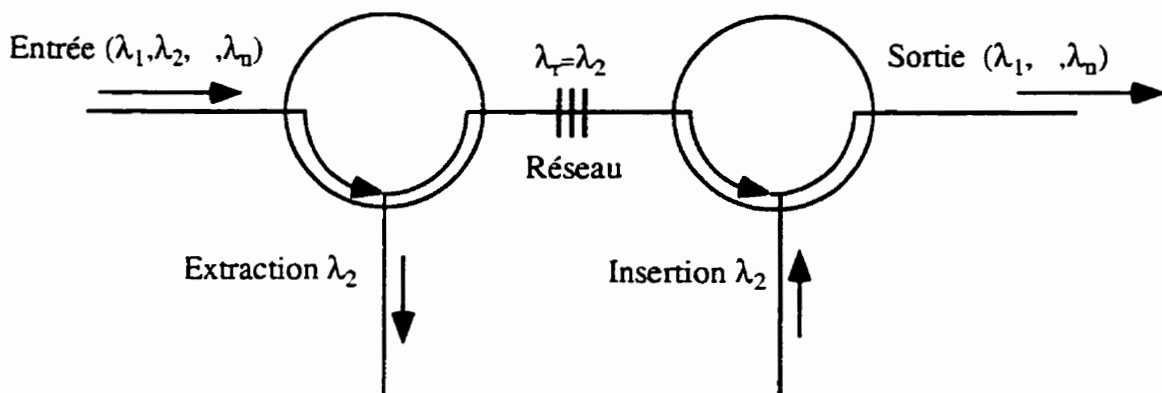


Figure 5.2 : Solution simple pour accéder à la lumière réfléchie du réseau.

Cependant le signal récupéré dans la branche d'extraction souffre de 6 dB de pertes. Aussi, depuis ces dernières années plusieurs alternatives ont été proposées pour améliorer ces caractéristiques. On peut les classer en deux catégories : les solutions avec un réseau et les solutions avec deux réseaux.

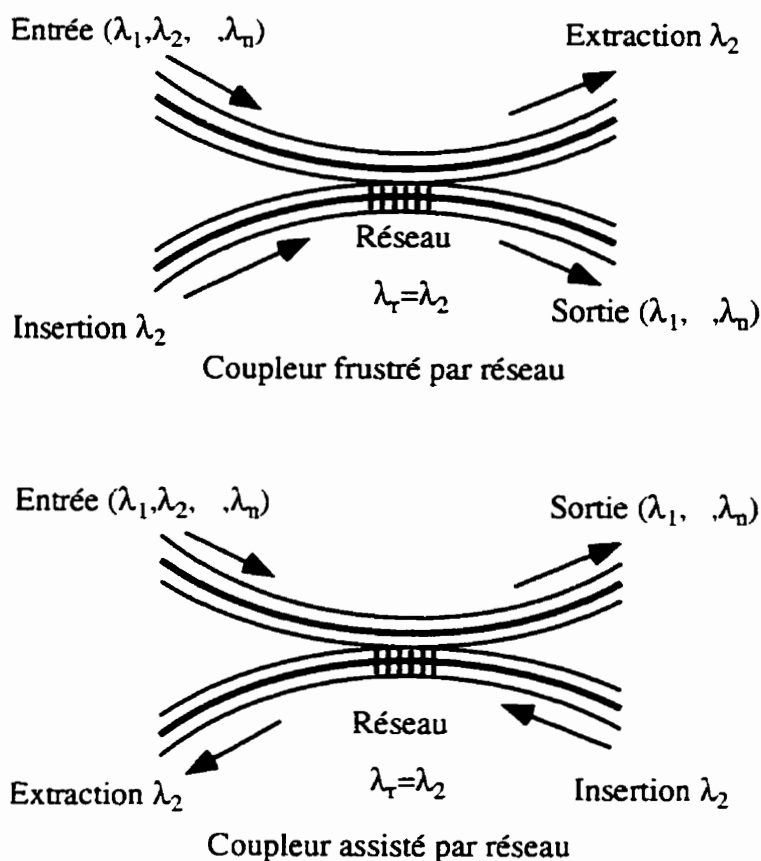
La première catégorie utilisant un seul réseau n'utilise pas forcément la technologie tout-fibre. On peut en effet à l'aide de deux circulateurs et d'un réseau de Bragg (figure 5.3) obtenir la configuration "ADD and DROP" qu'on traduira en français par INSERTION et EXTRACTION. Cette solution a été déjà testée [31] cependant le coût des circulateurs qui sont fabriqués en micro-optique est trop important ( $\approx 5$  k\$CA). De plus, cette solution souffre du désavantage des composants non tout-fibre, c'est-à-dire de pertes élevées.



**Figure 5.3 :** Configuration Insertion/Extraction avec des circulateurs.

Une autre approche (figure 5.4) a donc été tentée en utilisant des coupleurs 2x2 polis et "collés" [32] et [33]. On peut faire alors un coupleur assisté par réseau ou encore un coupleur frustré par réseau. Dans un cas comme dans l'autre, on inscrit un réseau dans

une branche polie du coupleur que l'on assemble par la suite avec un liquide d'indice ou une résine avec l'autre branche polie.



**Figure 5.4 :** Configurations Insertion/Extraction pour les coupleurs frustrés et assistés par réseau.

Cette option présente divers avantages au niveau de la stabilité de la structure ou au niveau de sa longueur, de plus on ne doit inscrire qu'un seul réseau. Bien que les résultats soient prometteurs, son procédé de fabrication présente beaucoup d'étapes délicates ce qui en fait un mauvais candidat pour une production de masse.

On peut maintenant regarder les diverses options utilisant deux réseaux. La première option [34] est similaire au coupleur frustré ou assisté par réseau par le fait que l'on doit polir encore une fois deux fibres. Cette fois-ci, on inscrit un réseau dans chaque fibre. La réflexion des deux supermodes excités à l'entrée du coupleur sur la structure centrale des réseaux fait qu'on obtient une sortie seulement à la longueur d'onde de réflexion du réseau ou longueur d'onde de Bragg. Cependant il souffre des mêmes désavantages de fabrication que les structures précédentes.

Les deux dernières options ont fait l'objet de manipulations au laboratoire. La première a déjà fait l'objet de nombreuses investigations [35] et [36]. Il s'agit d'inscrire des réseaux identiques dans chaque bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder à déphasage nul comme décrit dans la figure 5.5.

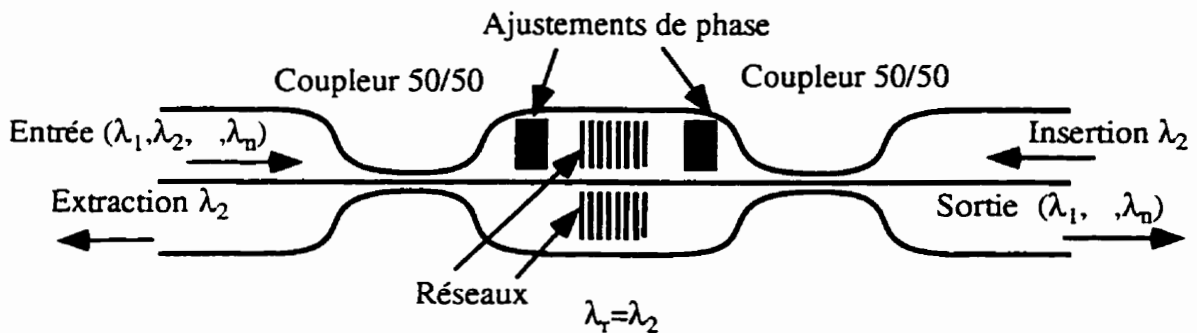
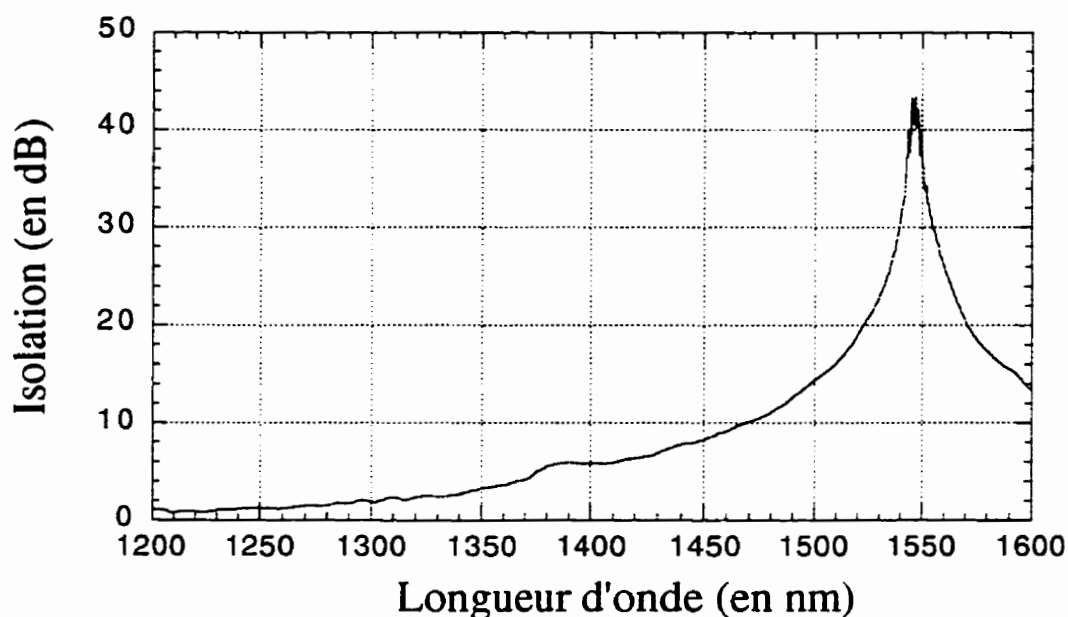


Figure 5.5 : Interféromètre de Mach-Zehnder en configuration Insertion/Extraction.

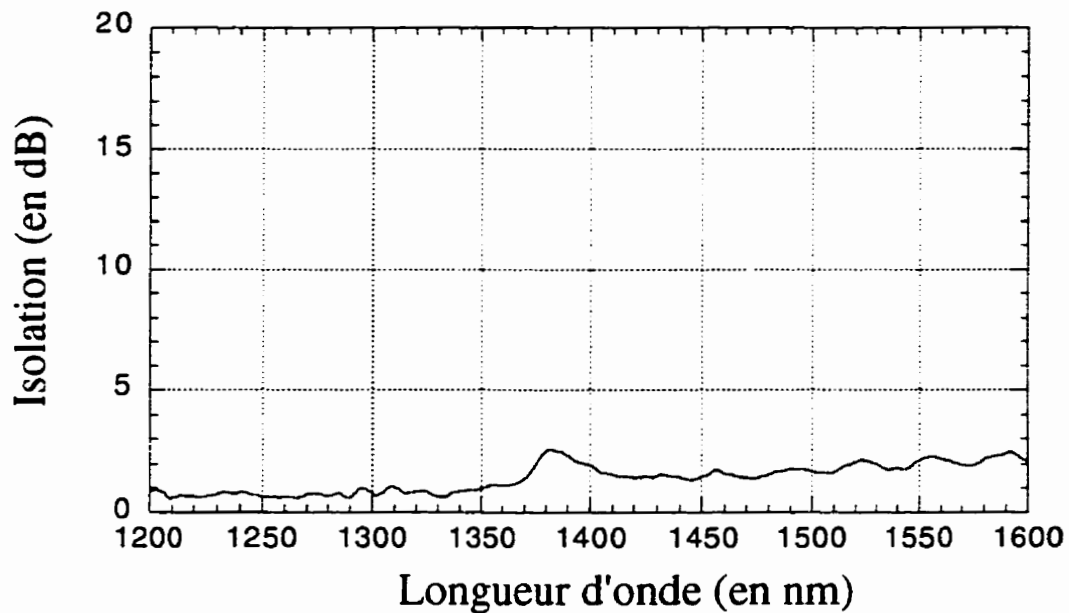
Les puissances aux différentes longueurs d'onde à l'entrée vont se séparer en deux après le coupleur 50%/50%, seule celle qui va être réfléchi sur le réseau accordé à  $\lambda_2$  va se retrouver dans la sortie d'extraction. Le reste des longueurs d'onde continuera son chemin comme si il n'y avait pas de réseau. L'interféromètre de Mach-Zehnder étant symétrique dans son fonctionnement, on peut effectuer en même temps l'insertion de la

même longueur d'onde  $\lambda_2$  dans le bras non utilisé. Pour n'avoir aucune lumière réfléchie dans la branche d'entrée, il faut que la phase entre les deux réseaux soit ajustée pour avoir une interférence destructive. La phase peut être affectée par la variation d'indice moyen  $\Delta n_{av}$  due à l'irradiation UV sur la zone d'inscription du réseau ainsi que par la fabrication de l'interféromètre de Mach-Zehnder. On voit en comparant les deux figures qui suivent (5.6 et 5.7) le déphasage que peut avoir un Mach-Zehnder à la fin de sa fabrication.



**Figure 5.6 :** Réponse d'un interféromètre de Mach-Zehnder lorsque sa phase est ajustée à zéro.

Le déphasage entre les deux branches est proche de  $\pi/2$  ce qui correspondrait à 3dB de transmission à 1550 nm. Pour cela, on est obligé d'effectuer un ajustement de la phase dans la zone centrale pour chaque côté de l'interféromètre (figure 5.5). Les performances obtenues avec cette configuration sont très bonnes [37], les réseaux inscrits dans la fibre sont très réfléchissants 99.4% et les pertes sont faibles <0,5 dB.



**Figure 5.7 :** Réponse d'un interféromètre de Mach-Zehnder à la fin de sa fabrication.

La réponse en longueur d'onde peut être améliorée en inscrivant des réseaux apodisés qui limitent les lobes secondaires en transmission. L'isolation avec des canaux espacés de 0,8 nm de la longueur d'onde centrale est supérieure à 20 dB. Cependant l'interféromètre de Mach-Zehnder est un composant plus difficile à fabriquer qu'un simple coupleur, il demande un ajustement de phase fin pour avoir de bonnes caractéristiques. De plus la condition précise d'interférence n'est pas stable à long terme. C'est pourquoi une autre alternative a été abordée ici dans cette maîtrise.

## 5.4 Réalisation de réseaux de Bragg dans la partie centrale du coupleur 2x2 fusionné

Le choix d'inscrire des réseaux dans la partie centrale du coupleur n'est pas si différent du point de vue théorique de l'option précédente (figure 5.8). En effet, comme on l'a vu auparavant le fonctionnement du coupleur 2x2 fusionné (chapitre 1) peut s'expliquer par le battement de deux supermodes dans la zone centrale. Chaque supermode représente d'une certaine façon les bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder. Donc par analogie si on veut effectuer la même opération avec un coupleur, il faut inscrire les réseaux au centre du coupleur. Dans le cas du coupleur, on n'a pas besoin d'inscrire un réseau dans chaque fibre car la fibre est suffisamment réduite pour qu'on puisse inscrire les deux en même temps, on parlera alors d'un seul réseau. Cette solution représente un net avantage par rapport à l'option précédente. Le réseau étant inscrit en une seule fois on peut s'affranchir aussi de faire un ajustement de phase pour chaque sortie, il suffit juste de choisir le bon endroit dans la partie centrale du coupleur pour faire l'inscription. On se réserve alors une zone de *TRI* constant pour y inscrire le réseau. Ceci est facilement réalisable en utilisant pour la fabrication du coupleur un balayage de la torche supérieur à la longueur de la zone d'inscription. Le coupleur garde cependant l'avantage d'être un composant plus court que l'interféromètre de Mach-Zehnder.

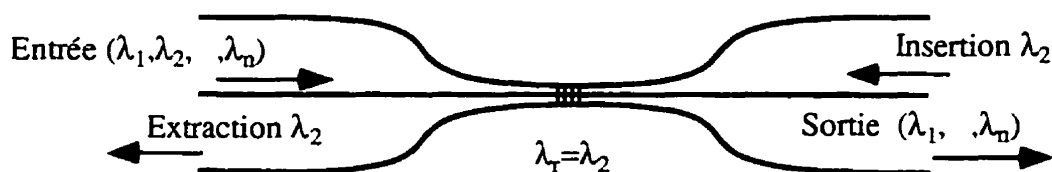
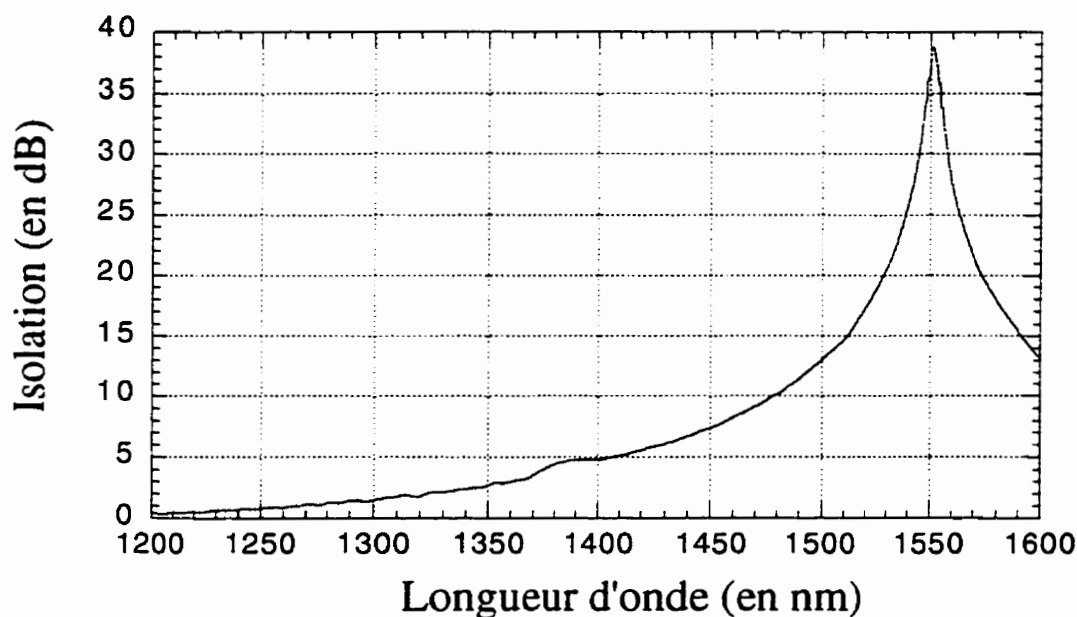


Figure 5.8 : Coupleur 2x2 fusionné en configuration Insertion/Extraction.

On a donc fabriqué avec de la fibre Coming SMF-28 des coupleurs 2x2 fusionnés 0/100%. Une caractéristique spectrale typique de ces composants est donnée dans la figure 5.9. Les caractéristiques des coupleurs varient peu de l'un à l'autre. L'isolation maximale à la longueur d'onde de réjection varie de 32 dB à 40 dB. Cette variation provient probablement du degré de fusion de la structure qui contrôle les effets de polarisation du coupleur. La bande de réjection à 20 dB est d'environ de 44 nm. Les pertes sont minimales et avoisinent 0,1 dB. Le degré de fusion est optimisé pour diminuer les effets de polarisation et donc augmenter l'isolation maximale à la longueur d'onde de réjection. On doit ajuster de plus la longueur d'onde de réjection à environ 0,5 nm près car il est nécessaire de l'adapter à la longueur d'onde de fonctionnement du masque de phase.

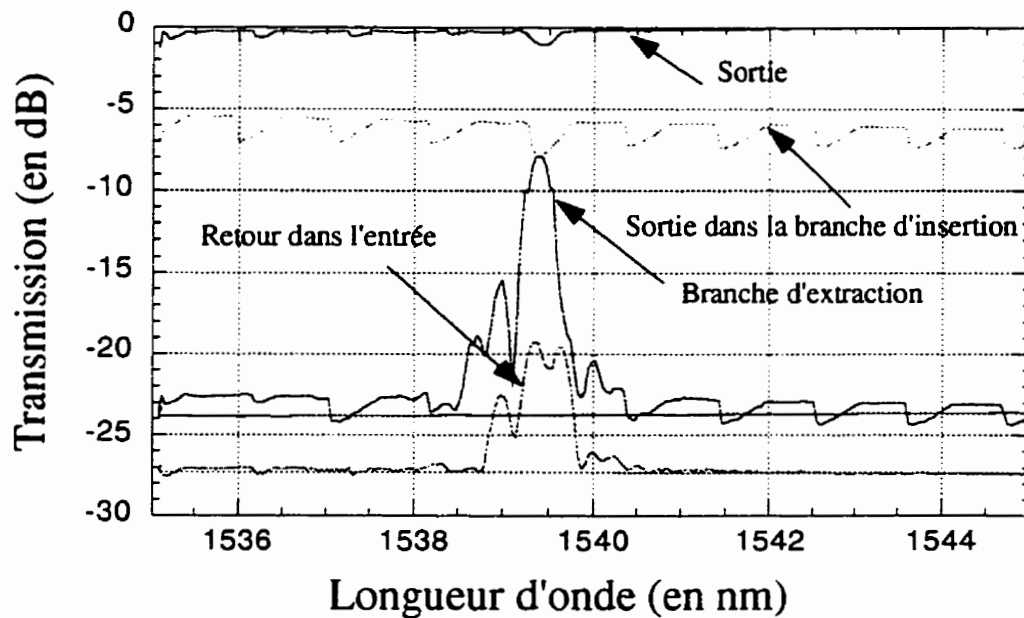


**Figure 5.9 :** Réponse en longueur d'onde d'un coupleur ajusté à 1550 nm.

Le plus gros problème de cette option est la réflectivité du réseau. En effet, seule la partie dopée au germanium responsable de la photosensibilité dans les fibres, c'est-à-



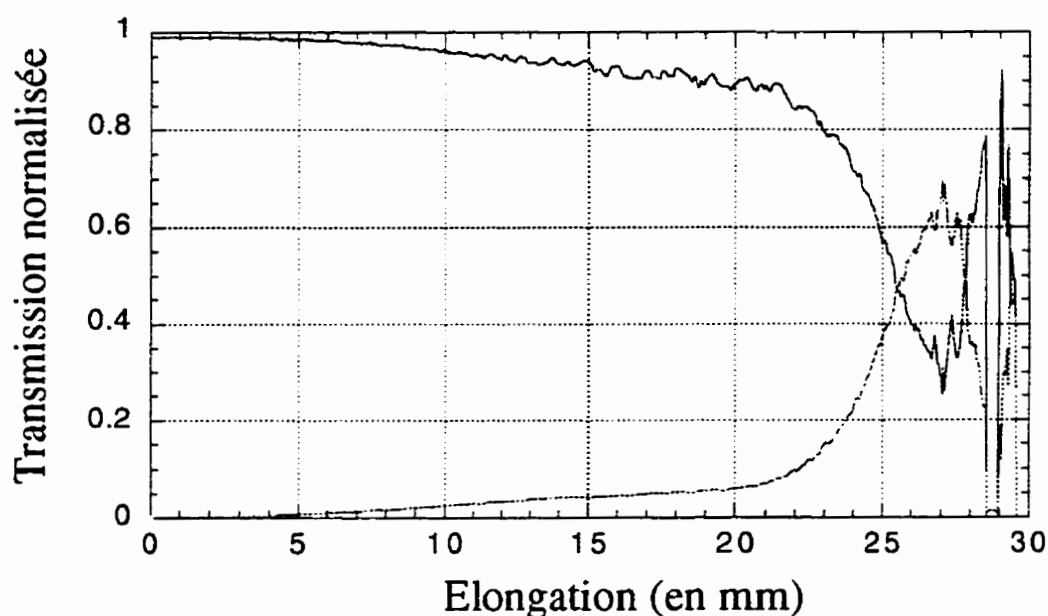
dire le cœur de la fibre, peut voir son indice augmenter. Le diamètre du cœur est assez fortement réduit dans la région centrale, au moins à 40% de sa valeur initiale. Le cœur ne joue plus à ce moment son rôle fortement guidant et les supermodes s'étalent largement dans la gaine. Même si une forte modulation d'indice peut être obtenue en utilisant des fibres hydrogénées [38], seulement une partie des supermodes va être réfléchi. Ce comportement a pu être vérifié expérimentalement dans les expériences d'inscription réalisées par Fatima Bakhti à AAR (figure 5.10). On observe des faibles pics en transmission pour le réseau inscrit dans des coupleurs fabriqués avec de la SMF-28 photosensibilisée à l'hydrogène.



**Figure 5.10 :** Réponses spectrales obtenues par Fatima Bakhti après l'inscription d'un réseau dans un coupleur fabriqué avec de la SMF-28.

Pour remédier à cela, l'utilisation d'une fibre spéciale avec une gaine dopée au germanium s'est avérée nécessaire. Le choix de la fibre est déterminant. Le premier choix fût une fibre dopée dans la gaine et dans le cœur, avec un peu plus de germanium dans le cœur pour assurer le guidage. On appelle cette fibre 2709 selon la nomenclature du

fabricant (AAR). On a utilisé la même procédure de fabrication que dans le cas de la Corning SMF-28. Les problèmes survenus lors de l'élongation décrits dans la figure 5.11 laissent présager un profil d'indice impropre au couplage entre les deux branches. Afin de confirmer ce problème, on a effectué une mesure du profil d'indice de la fibre avant de faire d'autres étirages. La figure 5.12 montre la nature du problème. Les bords de la fibre sont donnés par les pentes entre le milieu extérieur et les minima d'indice. On remarque aussi que 85% de la fibre est dopée. L'inconvénient de ce profil est la présence de "cornes". Elles sont vraisemblablement responsables du couplage précoce. De plus leur amplitude permettent de penser à la présence d'un mode fondamental annulaire pour cette fibre. Tout cela explique en majeure partie le comportement anecdotique de l'étirage de la figure 5.11 qui commence par un couplage dans le mode d'anneau.



**Figure 5.11 :** Etirage d'un coupleur 2x2 avec la fibre 2709.

Après avoir atteint un certain taux de réduction, le mode du cœur a tendance lui aussi à vouloir se coupler dans l'autre branche. Bien que cette explication semble

coïncider avec l'expérience, il faut garder en tête que le profil d'indice mesuré à la figure 5.12 peut être un artefact du montage de mesure de profil d'indice. En effet, on ne connaît pas les limites théoriques de validité de cette mesure dans le cas de saut d'indice important.

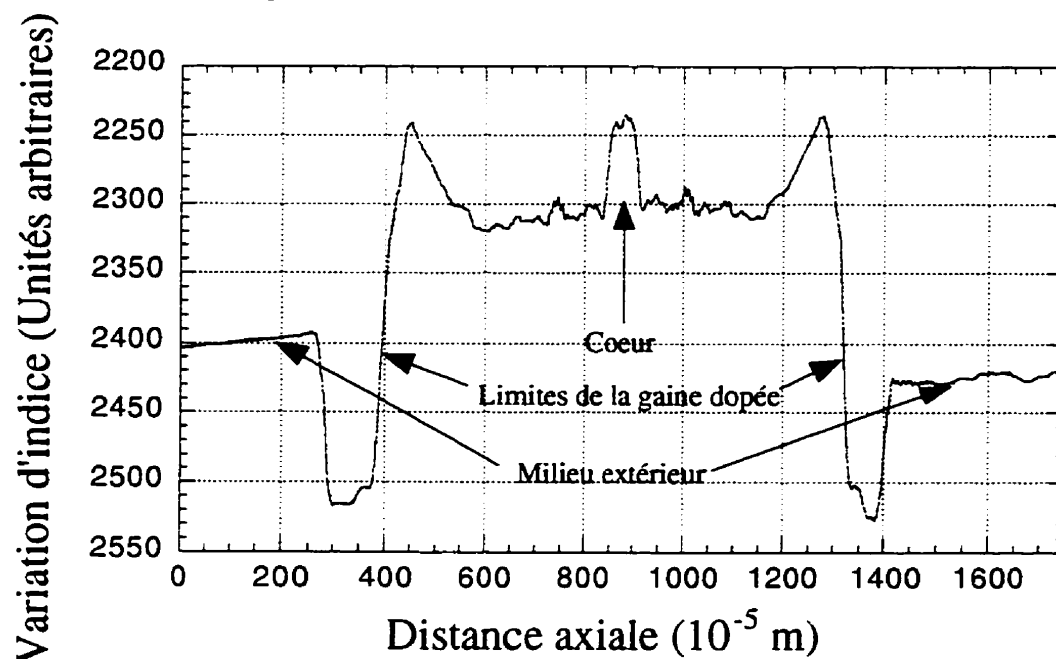
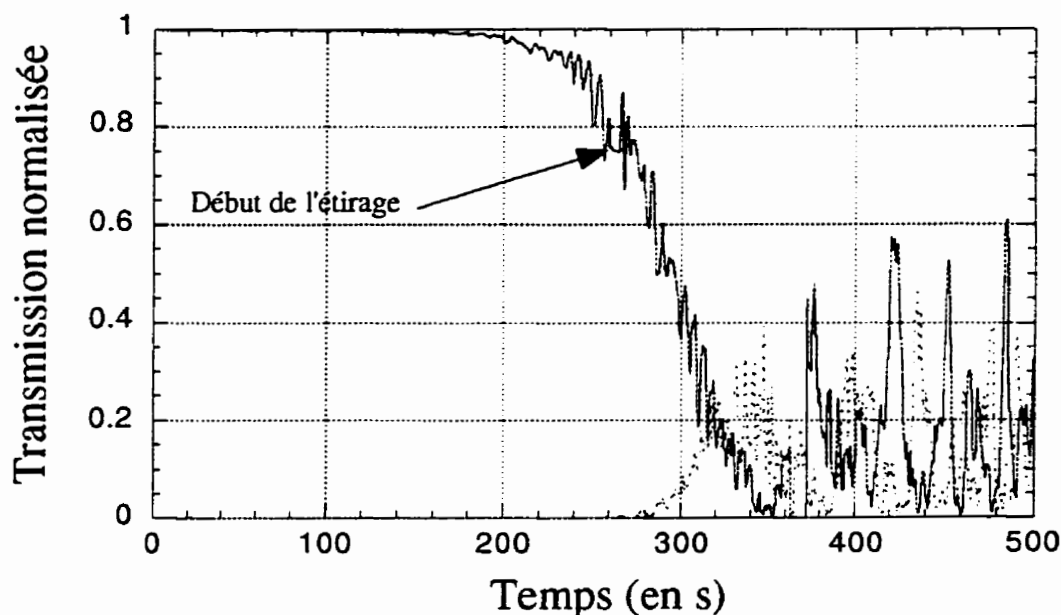


Figure 5.12 : Mesure du profil d'indice de la fibre 2709.

Une étude plus détaillée nous permettrait sans doute de comprendre mieux le phénomène, mais elle nous amènerait sans doute loin de notre premier objectif. C'est pourquoi notre attention s'est portée sur un autre type de fibre. On a choisi de travailler avec une fibre dont le profil d'indice serait semblable à la fibre Corning SMF-28, c'est-à-dire à gaine uniforme.

La méthode utilisée pour fabriquer une fibre avec un tel profil consiste à rajouter du fluor pour diminuer l'augmentation d'indice provoquée par l'implantation du germanium dans la gaine. On appellera par la suite cette fibre 2790 selon la nomenclature du fabricant. Encore une fois, on a effectué la mise au point d'une recette d'étirage.

Malheureusement à chaque essai, les pertes en transmission étaient énormes comme on peut le voir sur la figure 5.13. Nous avons choisi ici de représenter l'évolution de l'étirage en fonction du temps, car on peut remarquer qu'avant de commencer à étirer la puissance avait déjà diminué dans la fibre principale. Le problème ne venait donc pas de l'étirage. En effectuant le même type de test sur une fibre seule sans étirage, le phénomène s'est encore reproduit. Afin d'expliquer ce comportement une mesure du profil d'indice avant et après le chauffage a été effectuée. Les figures 5.14 et 5.15 montrent les mesures de ces profils d'indice.



**Figure 5.13 :** Etirage en fonction du temps d'un coupleur 2x2 avec la fibre 2790.

On peut alors expliquer pourquoi on a une perte de puissance durant le chauffage. Le cœur a quasiment disparu dans la figure 5.15, il n'assure donc plus son rôle guidant, toute la puissance se trouve dans les modes de gaine. La cause de cette disparition du cœur est expliquée par la diffusion du fluor. En effet, dans la zone où le fluor doit compenser l'augmentation d'indice due au germanium, sa concentration a diminué et donc

l'indice a remonté, principalement dans l'anneau. Dans les zones où la concentration de fluor est quasiment négligeable on a une diminution d'indice, car la diffusion fait que le fluor se déplace vers les zones de faibles concentrations.

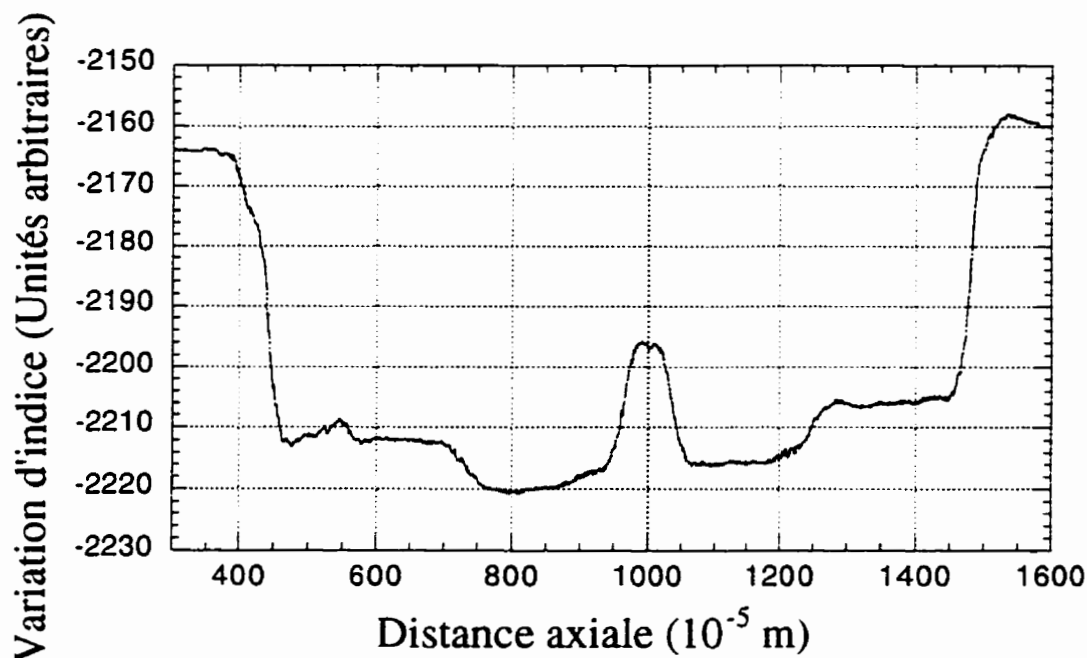


Figure 5.14 : Mesure du profil d'indice de la fibre 2790 avant le chauffage.

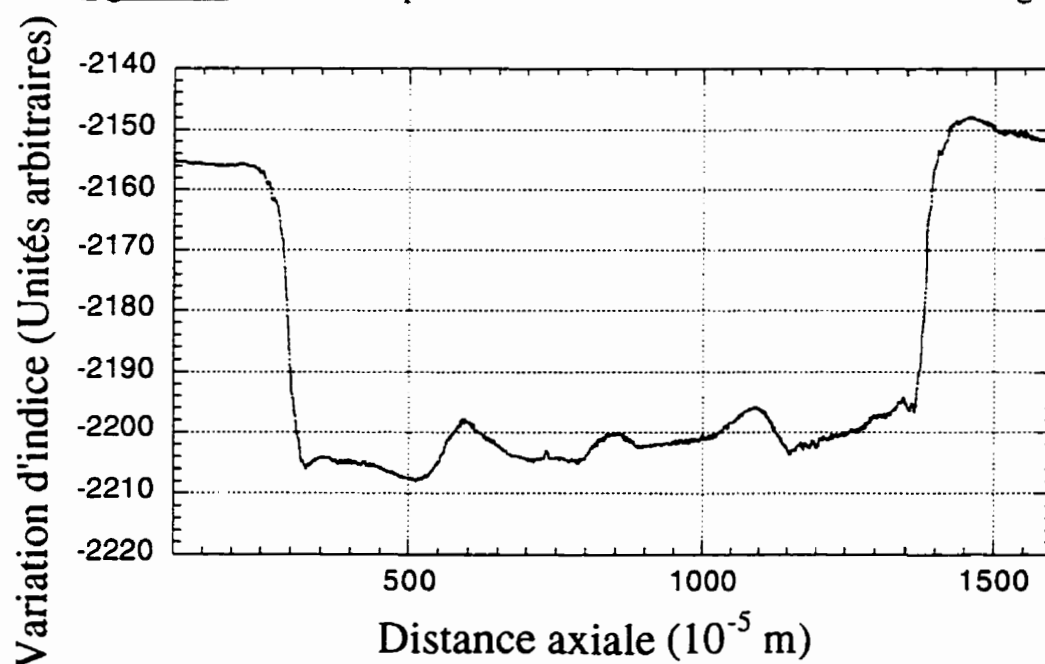
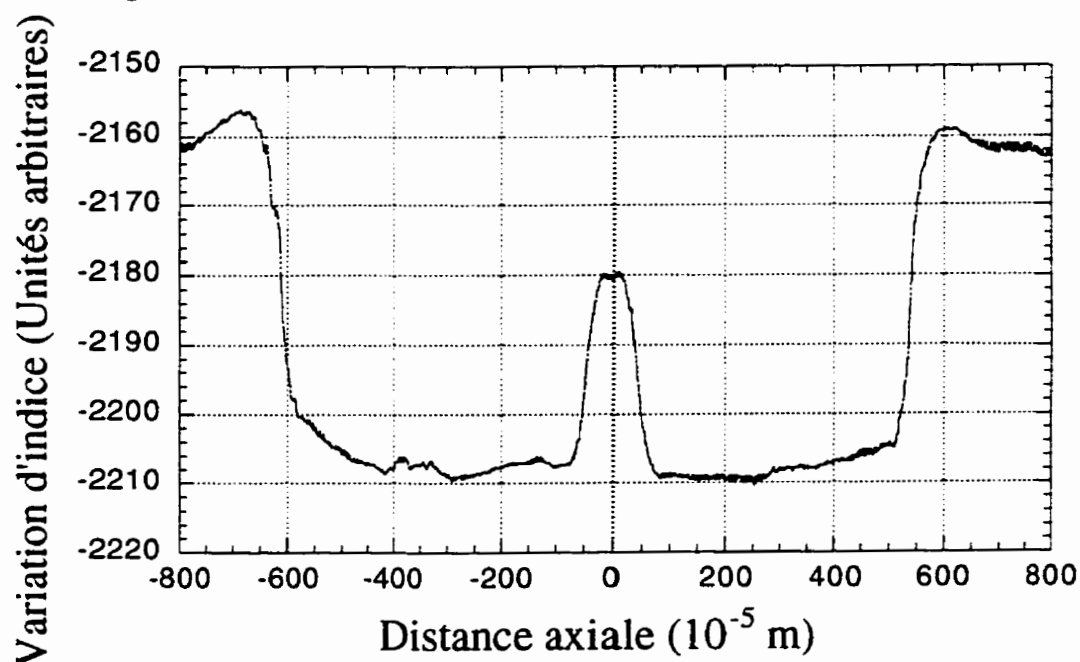


Figure 5.15 : Mesure du profil d'indice de la fibre 2790 après chauffage.

L'effet le plus marquant est à l'interface de la gaine de silice et la gaine de silice dopée, là où se trouvent les bosses principales. Pour la fabrication des coupleurs ce phénomène est indésirable. On a tout de même cherché s'il existait un compromis entre une fibre peu fusionnée et une fibre diffusée. Malheureusement, la diffusion est beaucoup plus rapide que la fusion. Même en ne fusionnant pas les fibres avant l'étirage comme on le fait habituellement, le chauffage dû à l'étirage est suffisamment important pour détruire le cœur.

La dernière fibre essayée pour fabriquer les coupleurs est appelée la fibre 2795A. Avant d'effectuer un étirage, on mesure le profil d'indice avant et après chauffage, car la fibre 2795A est aussi dopée avec du fluor dans la gaine. Les résultats sont représentés dans les figures 5.16 et 5.17.



**Figure 5.16 :** Mesure du profil d'indice de la fibre 2795A avant chauffage.

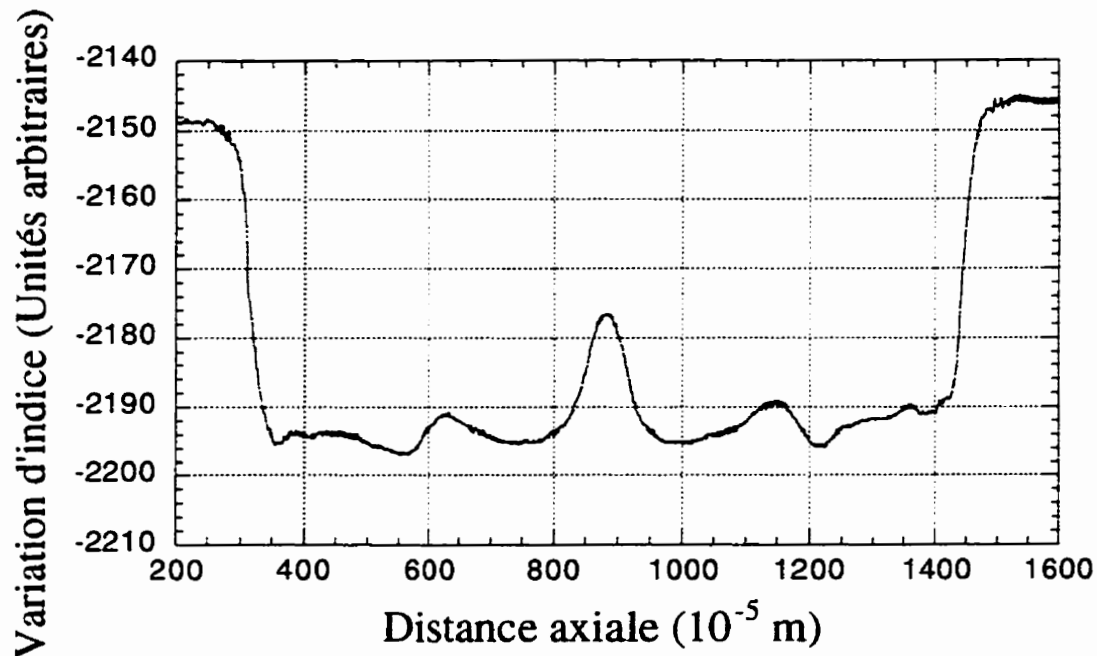


Figure 5.17 : Mesure du profil d'indice de la fibre 2795A après chauffage.

Le problème relevé dans la fibre 2795A n'est pas aussi important que pour la fibre 2790. Ceci est principalement dû au fait que le cœur a un saut d'indice plus important. Mais aussi à cause du fait que la concentration de fluor était moindre dans la fibre 2795A. En effet, dans la figure 5.16 on voit que la gaine de silice est parfaitement au même niveau que la gaine de silice dopée alors qu'elle ne l'est pas dans la figure 5.14. On peut donc envisager de fabriquer des coupleurs avec la fibre 2795A. La figure 5.18 montre un étirage avec la fibre 2795A. On remarque que cette fois-ci les pertes pendant l'étirage sont beaucoup moins importantes, environ 7%. Cependant le couplage entre les deux branches est limité. Afin de comprendre ce qui se passe dans ce cas-ci, il faut discuter d'un résultat obtenu avec la fibre 2790.

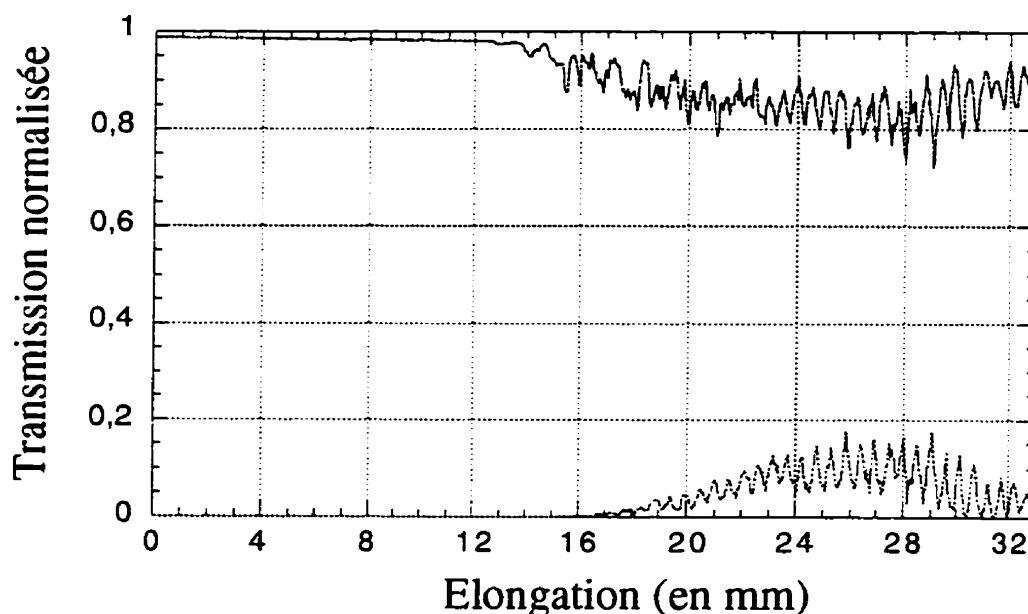


Figure 5.18 : Étirage d'un coupleur 2x2 avec de la fibre 2795A.

Dans la figure 5.19, on compare la diminution de puissance dans une fibre seule, une fibre appartenant à un coupleur se trouvant directement exposée à la flamme et une autre se trouvant de l'autre côté de la flamme. Cette comparaison nous permet de comprendre que le chauffage par le côté n'est pas symétrique. En conséquence, la diffusion ne va pas être la même pour les deux fibres du coupleur. Cette différence va être suffisamment importante pour créer un coupleur asymétrique. En fait, c'est sans doute l'excitation des supermodes qui n'est pas symétrique. Face à cette observation, une solution simple s'impose : changer le chauffage horizontal pour le chauffage vertical, c'est-à-dire faire la fusion et l'étirage par en dessous. Alors les fibres vont diffuser plus symétriquement. La figure 5.20 confirme cette hypothèse et montre que le couplage est beaucoup plus important en chauffant plus symétriquement le coupleur.



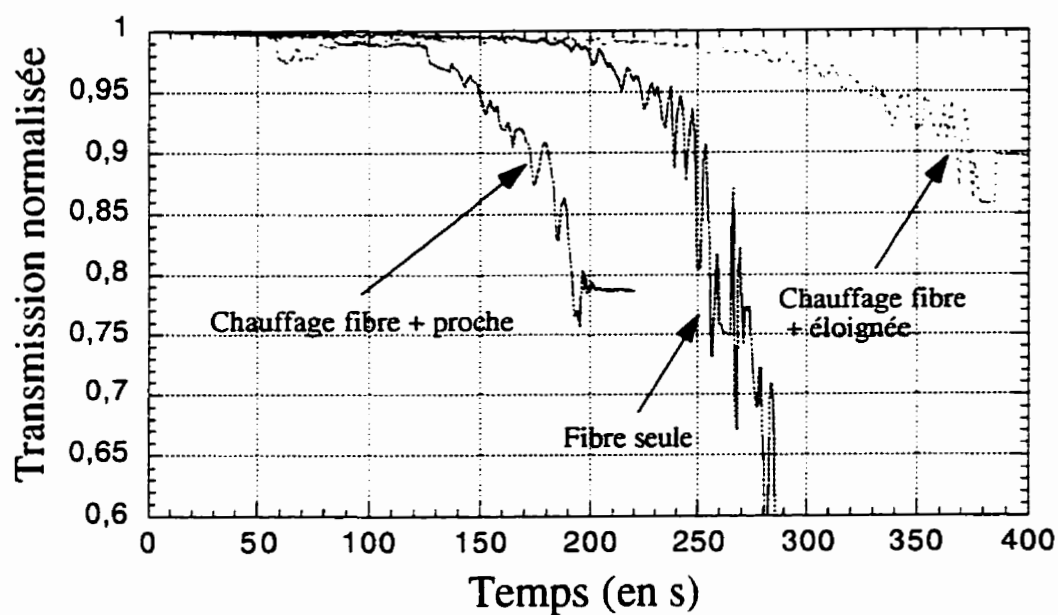


Figure 5.19 : Comparaison des temps de diffusion pour la fibre 2790.

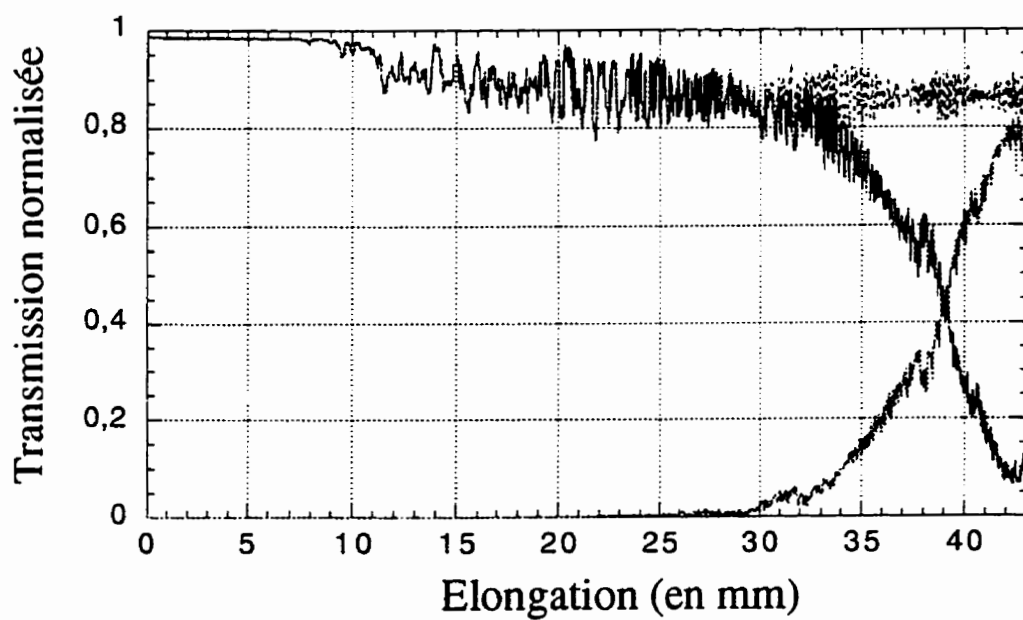
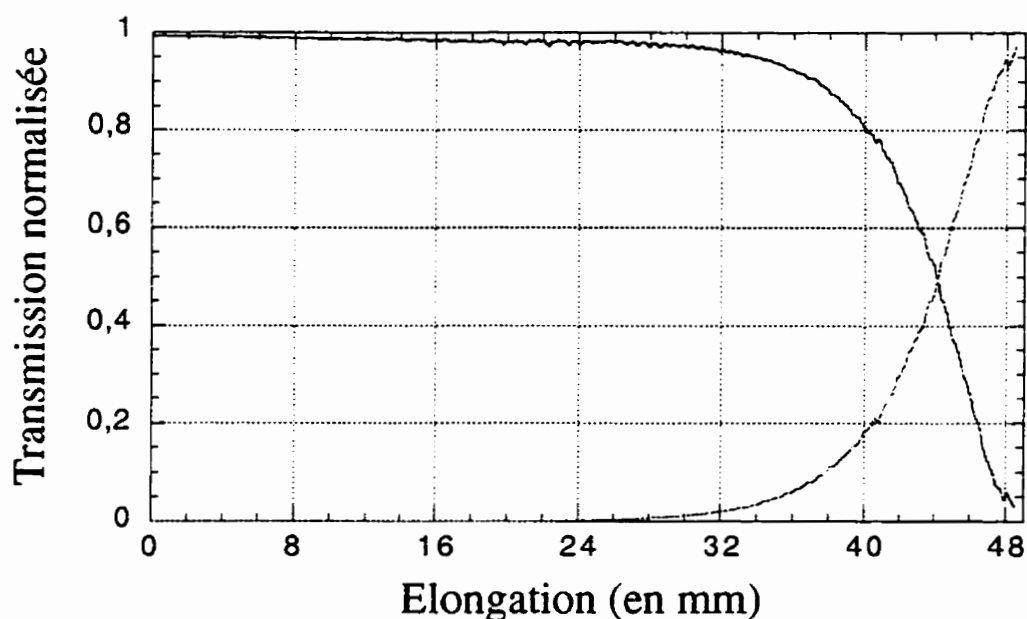


Figure 5.20 : Etirage par dessous d'un coupleur 2x2 fabriqué à partir de la fibre 2795A.

Les largeurs de flamme sont typiquement de 6 mm pour la torche latérale et de 8 mm pour la torche en dessous, les largeurs de balayage de la torche restant inchangés. L'étirage montre toutefois un problème de diminution de la puissance totale ainsi que des oscillations mineures avant le couplage. Ces défauts ont été mis sur le compte du non respect du critère d'adiabaticité qui évolue au cours de la fusion à cause de la diffusion du fluor. Pour contrer cette effet, on minimise la fusion du coupleur et on augmente la largeur de balayage de la torche. La figure 5.21 montre l'effet de cette manipulation.



**Figure 5.21 :** Etirage par dessous d'un coupleur 2x2 fabriqué à partir de la fibre 2795A avec un balayage plus important.

La structure est peu fusionnée  $f \approx 0.05$  pour ne pas trop diffuser les dopants et la largeur de balayage est cette fois-ci de 12 mm pour vérifier le critère d'adiabaticité. La longueur d'étirage est alors plus élevée que pour les coupleurs réalisés avec la SMF-28. On a en effet un rapport de couplage de 50/50% à 19 mm d'étirage pour un coupleur

fabriqué à partir de la SMF-28, et on atteint 45 mm pour la fibre 2795A! De plus l'isolation maximale de la branche principale n'est que de 16 dB à 1552 nm. Cette caractéristique pourrait être attribuée à des effets de la polarisation à cause du faible degré de fusion. Dans la figure 5.22, on montre la reproductibilité du processus de fabrication.

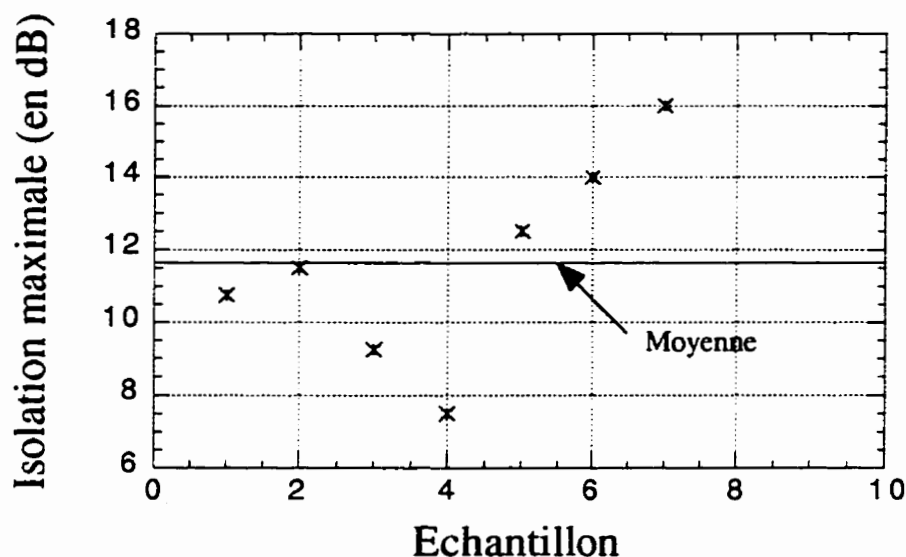


Figure 5.22 : Comparaison entre résultats obtenus pour différents coupleurs.

Les échantillons ont été fabriqués avec à peu près avec les mêmes paramètres de fabrication. La seule différence est dans le temps de fusion nécessaire pour "coller" les fibres avant l'étirage. On s'aperçoit que l'isolation moyenne obtenue est d'environ 12 dB, ce qui est faible comparée aux coupleurs réalisés avec la SMF-28.

Ce comportement a finalement été identifié. Une mesure de la sensibilité en polarisation du coupleur a, en effet écarté, l'influence de celle-ci. La faible isolation est encore une fois due à la diffusion asymétrique. Pour trouver une solution au problème de

diffusion, il faut se rappeler que la diffusion conditionne la différence d'excitation des supermodes à l'entrée du coupleur. Donc, si on diminue au minimum le temps de fusion nécessaire pour "coller" les fibres du coupleur, c'est-à-dire quelques secondes, on a des chances de ne pas voir les effets de la diffusion et d'avoir une excitation encore plus symétrique. La nouvelle méthode consiste donc à fusionner très peu le coupleur au départ puis lorsque le couplage atteint quelques pourcents, on arrête l'étirage et on fusionne la partie centrale. Sur la figure 5.23, on voit la première étape du processus. Comme les longueurs de battements sont fortement influencées par le degré de fusion, on passe d'un rapport de couplage de 90/10% à un rapport 0/100%.

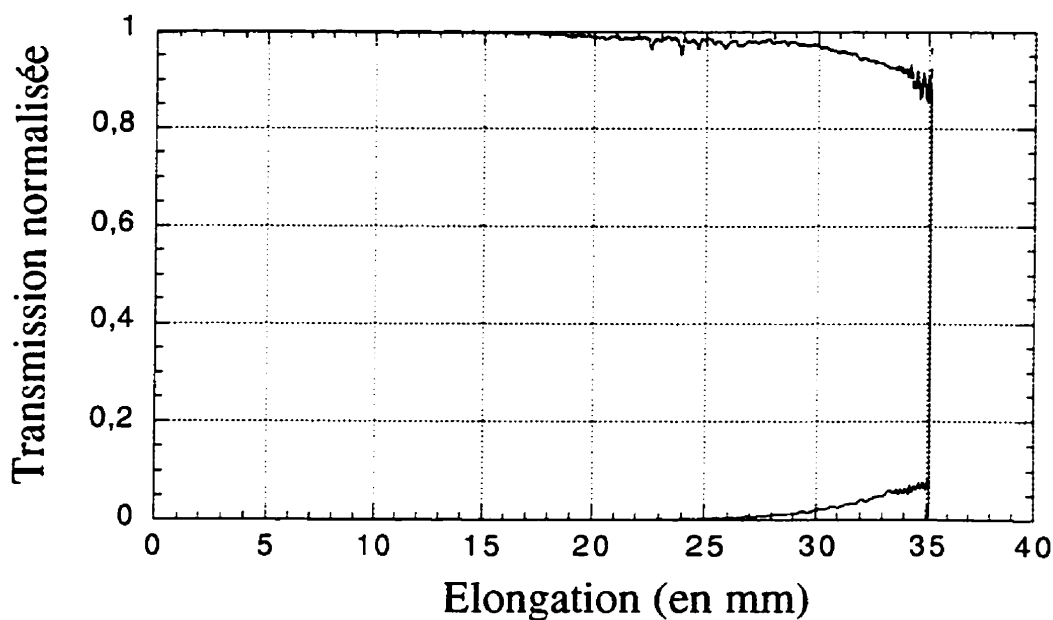
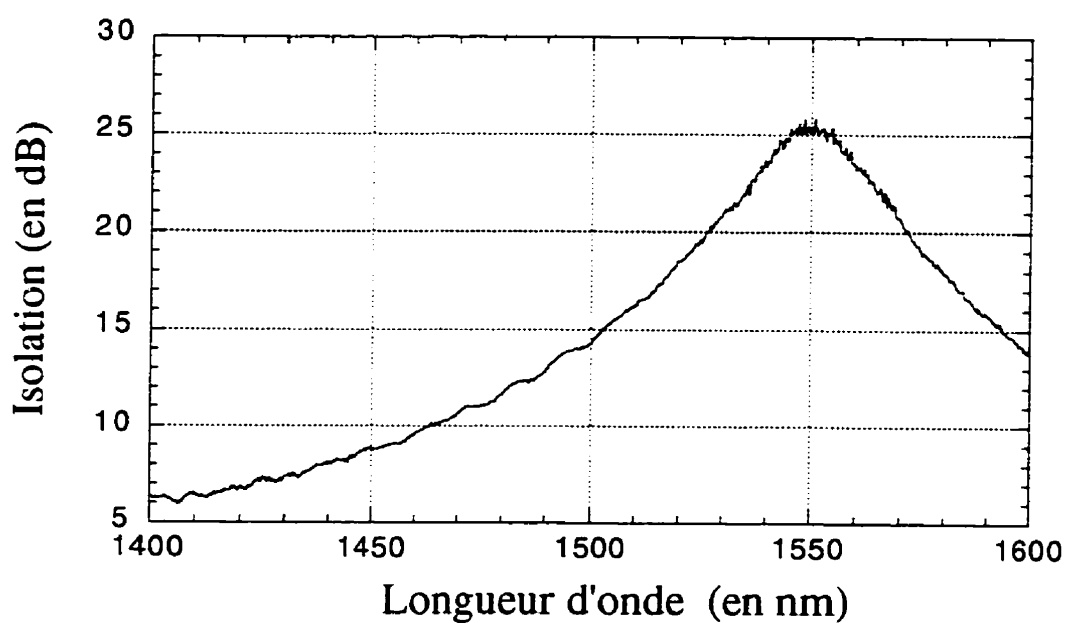
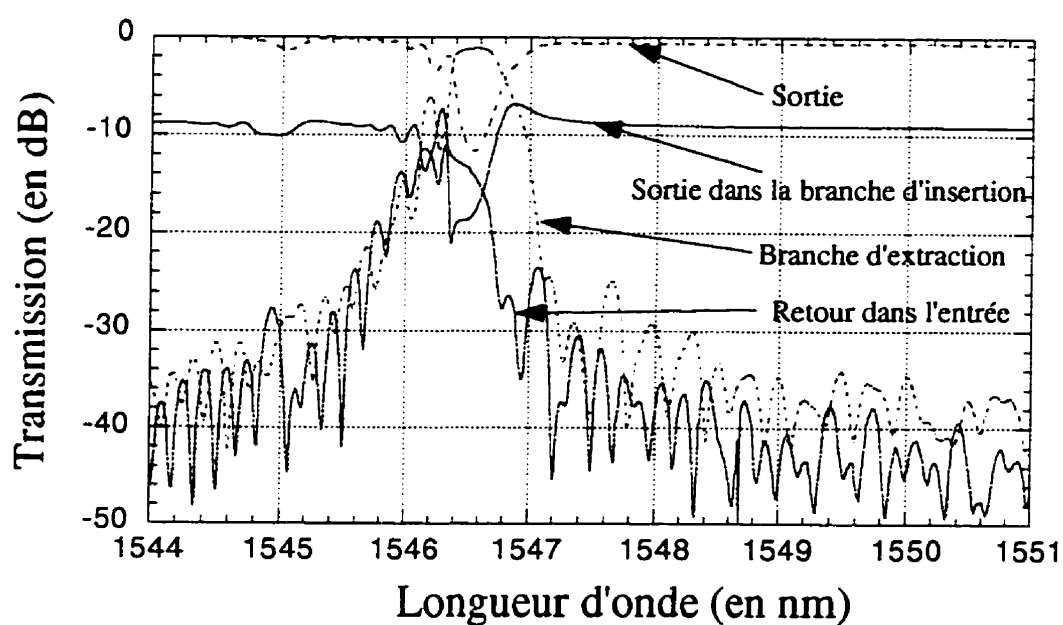


Figure 5.23 : Courbe d'étirage d'un coupleur réalisé avec la méthode de fusion après étirage.

La réponse en longueur d'onde de la figure 5.24 justifie nos hypothèses. On atteint cette fois-ci 25 dB d'isolation à 1552 nm ce qui est largement supérieur à l'isolation typique de la première méthode. De plus, on a gagné 1,5 cm sur la longueur totale.



**Figure 5.24** : Réponse en longueur d'onde d'un coupleur réalisé avec la fibre 2795A avec la méthode de fusion après étirage.



**Figure 5.25** : Réponses spectrales obtenues par Fatima Bakhti après l'inscription d'un réseau dans un coupleur réalisé à partir de la première méthode.

Cette méthode peut être encore améliorée en s'arrêtant encore un peu plus tôt. Les résultats se rapprochent de ceux de la SMF-28. Regardons à présent les performances obtenues en inscrivant un réseau dans la partie centrale de coupleur. Le résultat de la figure 5.25 obtenu par Fatima Bakhti démontre l'intérêt de la fibre 2795A. Cette fois-ci, on atteint des isolations supérieures à 12 dB dans les branches de sortie et d'insertion, et les isolations entre branche d'au moins 14 dB [39]. Ces caractéristiques peuvent être théoriquement améliorées. Le modèle théorique prévoit des performances équivalentes à celle de la structure de l'interféromètre de Mach-Zehnder. Il faut cependant tenir compte de l'augmentation de l'indice moyen au niveau de la gaine et du cœur. Comme on le voit dans les figures 5.10 et 5.25, les coupleurs qui possédaient un rapport de couplage de 0/100% se trouvent débalancés. La photosensibilisation augmente le confinement et donc diminue pour une elongation donnée, le couplage. On pourra compenser cet effet en étirant plus le coupleur.

## 5.5 Conclusion

On a démontré pour la première fois dans ce chapitre la faisabilité des coupleurs 2x2 fusionnés avec une gaine dopée au germanium. Les performances de ces coupleurs lors d'une inscription du réseau se sont montrées de loin supérieures à celles des coupleurs fabriqués avec de la SMF-28. Les améliorations à apporter à ce type de coupleur ne peuvent être faites sans une étude théorique de la diffusion des dopants. Il est possible de choisir une autre fibre ne possédant pas l'inconvénient majeur de la diffusion. Malgré tout, la technique des coupleurs 2x2 fusionnés est très prometteuse. Elle possède l'incontournable avantage d'être plus facile de réalisation que les autres, s'ouvrant ainsi une porte à la fabrication industrielle.

## CONCLUSION

Nous avons réalisé dans cette maîtrise un certain nombre de composants tout-fibre visant à effectuer le démultiplexage en longueur d'onde. L'étude expérimentale a été menée en fonction de l'espacement entre les canaux ou ce qui est équivalent en fonction de la période de la réponse spectrale.

Des coupleurs 2x2 fusionnés ont été réalisés pour trois valeurs de la période : les coupleurs large bande 1300/1550 nm, les coupleurs moyennement denses 1480/1550 nm et les coupleurs denses 980/987,5 nm. La dépendance en polarisation est moins importante pour les premiers. Son contrôle est critique pour la performance des deux autres. On a montré qu'il existait une optimisation du minimum de cette dépendance en fonction du degré de fusion et du profil longitudinal pour le coupleur 1480/1550 nm, la longueur du composant limitant le minimum de dépendance en polarisation atteignable. La même procédure peut être appliquée aussi pour les multiplexeurs denses. Cette dépendance en polarisation est diminuée aussi par la tension appliquée sur le coupleur 2x2 permettant dans une certaine mesure d'augmenter ses performances. Avec ces paramètres optimaux, on obtient environ 21,5 dB d'isolation à 1480 nm. Malgré tout, les caractéristiques spectrales des coupleurs sont insuffisantes pour certaines applications utilisant le démultiplexage en longueur d'onde.

Une approche utilisant des structures composées de plusieurs parties effilées a été abordée dans le but de remédier à cet inconvénient. A cette fin, des filtres spectraux comprenant un ou plusieurs fibres effilées ont été réalisés. La solution donnant les meilleures performances de démultiplexage pour la fibre Corning SMF-28 est la mise en cascade de deux fibres effilées. Pour le filtre 1480/1550 nm utilisant deux fibres effilées,

on a atteint des isolations supérieures à 30 dB sur 5 nm à la longueur d'onde de réjection. La mise en cascade du filtre et du coupleur 2x2 a été effectuée avec succès. En choisissant, le décalage entre les réponses spectrales des deux constituants, une isolation supérieure à 30 dB sur 26 nm a été mesurée pour le démultiplexeur 1480/1550 nm.

Une structure composée utilisant l'interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée a aussi été expérimentée pour effectuer le démultiplexage en longueur d'onde. La période dépend cette fois-ci du taux de réduction inverse et de la longueur de la fibre effilée. On a obtenu environ 29 dB à la longueur de réjection pour le démultiplexeur 1480/1550 nm.

La comparaison entre les trois structures destinées au démultiplexage en longueur d'onde (coupleur 2x2, coupleur 2x2 cascadié avec un filtre et interféromètre de Mach-Zehnder) peut être faite pour le démultiplexeur 1480/1550 nm. Elle reste valable cependant pour d'autres périodes sous réserve que les allures des réponses spectrales des composants ne changent pas trop avec celles-ci. Les meilleures caractéristiques de démultiplexage (largueur de bande et isolation) ont été obtenues avec le coupleur 2x2 cascadié avec un filtre. Cependant le coupleur 2x2 garde les pertes les plus faibles, soient inférieures à 0,1 dB. On obtient 0,3 dB et 0,5 dB respectivement pour le coupleur 2x2 cascadié avec un filtre et l'interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée. La dépendance en polarisation est la même dans le cas du coupleur 2x2 et du coupleur 2x2 cascadié avec un filtre car le filtre est indépendant de la polarisation. L'interféromètre de Mach-Zehnder possède une dépendance en polarisation inférieure (0,05 dB) à celle du coupleur 2x2 (0,1 dB) car il comprend deux coupleurs 50/50% peu étirés. La dépendance en fonction de la température de tous les composants est du même ordre de grandeur, soit environ 0,015 nm/C°. Elle devient problématique pour de petites périodes et de larges plages de température. Un emballage approprié pourrait cependant atténuer ce



défaut. La longueur du composant reste aussi une préoccupation pour son intégration dans d'éventuels systèmes. Le coupleur 2x2 est le court car il ne dépasse pas 5 cm tout emballé. Il devance le coupleur 2x2 cascadi (7 cm) et l'interféromètre de Mach-Zehnder (8 cm). Le coupleur 2x2 cascadi avec un filtre semble donc être le meilleur compromis pour obtenir de meilleures caractéristiques de démultiplexage. De plus, la méthode pourrait être appliquée pour les deux branches du coupleur.

Les techniques précédentes ne peuvent pas surpasser la technologie des réseaux de Bragg pour des espacements entre canaux inférieurs au nanomètre, à cause de la longueur nécessaire pour obtenir cet espacement à partir de la technologie de la fibre effilée. L'option d'inscrire des réseaux dans la partie centrale du coupleur 2x2 fusionné a été choisie pour obtenir un procédé de fabrication simple et un composant compact. Les nombreux problèmes rencontrés lors de sa fabrication à partir d'une fibre dont la gaine est dopée au germanium ont été résolus. Il faut cependant envisager une étude théorique plus précise pour tenir compte du phénomène de diffusion des dopants. Les réponses spectrales obtenues après inscription du réseau montrent le potentiel d'un tel composant pour le multiplexage serré en longueur d'onde.

## RÉFÉRENCES

- [1] GONTHIER F., LACROIX S., and BURES J., (1994), "Numerical Calculations of Modes of Optical Waveguides with Two-Dimensional Refractive Index Profiles by a Field Correction Method", Optical and Quantum Electronics, Vol. 26, No. 3, pp. S135-S149.
- [2] GONTHIER F., (1993), "Conception et réalisation de coupleurs multi-fibres intégrés à des fibres optiques unimodales", Ph. D., Ecole Polytechnique de Montréal.
- [3] GONTHIER F., LACROIX S., and BURES J., (1992), "Supermode analysis of fused couplers", Photonics '92: The second International Workshop on Photonic Networks, Components and Applications, (ed. J. Chrostowski and J. Terry, OCRI, Ottawa, Ontario, Canada 1992), Montebello (Québec) Canada, pp. 2.14.1-2.14.6.
- [4] GONTHIER F., LACROIX S., and BURES J., (1994), "Supermode analysis of fused fiber couplers: modeling of symmetric 2 x 2 fused fiber couplers", App. Optics, Vol. 33, No. 26, pp. 8361-8369.
- [5] HOCKER G. B., (1979), "Fiber-optic sensing of pressure and temperature", Applied Optics, Vol. 9, No. 18, pp. 1445-1448.
- [6] DAXHELET X., MACIEJKO R., LACROIX S., and BURES J., (1992), "Stabilisation de lasers à semi-conducteurs par interférométrie modale tout-fibre", Douzièmes Journées Nationales d'Optique Guidée, (ed. , École Nationale Supérieure des Techniques Avancées), Paris (France), pp. 233-235.
- [7] MCLANDRICH M. N., ORAZI R. J., and MARLIN H. R., (1991), "Polarization Independent Narrow Channel Wavelength Division Multiplexing Fiber Couplers for 1.55  $\mu\text{m}$ ", Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, No. 4, pp. 442-447.

- [8] MINELLY J. D. and SUYAMA M., (1990), "Wavelength combining fused-taper couplers with low sensitivity to polarisation for use with 1480 nm-pumped erbium-doped fibre amplifiers", Electronics Letters, Vol. 26, No. 8, pp. 523-524.
- [9] O'SULLIVAN N., BIRKS T. A., and HUSSEY C. D., (1992), "Control of polarisation degradation in fibre amplifiers WDMs", Electronics Letters, Vol. 28, No. 17, pp. 1616-1619.
- [10] OAKLEY K. P., O'SULLIVAN N. M., KENNY R. P., and HUSSEY C. D., (1994), "Loss and spectral control in fused tapered couplers", Optical engineering, Vol. 33, No. 12, pp. 4006-4019.
- [11] GEORGIOU G. and BOUCOUVALAS A. C., (1986), "High-isolation single-mode wavelength-division multiplexer/demultiplexer", Electronics Letters, Vol. 22, No. 2, pp. 62-63.
- [12] LACROIX S., BOURBONNAIS R., GONTHIER F., and BURES J., (1986), "Tapered monomode optical fibers: understanding large power transfer", Appl. Opt., Vol. 25, No. , pp. 4424-4429.
- [13] DAXHELET X., (1996), "Étude des interféromètres tout-fibre: Application à la stabilisation en fréquence des lasers à semi-conducteurs", .
- [14] SNYDER A. W. and LOVE J. D., (1983), "Optical waveguide theory", . London: Chapman and Hall.
- [15] BLACK R. J., GONTHIER F., LACROIX S., and LOVE J. D., (1991), "Tapered single-mode fibres and devices: Part 2. Experimental and theoretical quantification", IEE Proc. Pt. J: Optoelectronics, Vol. 138, No. 5, pp. 355-364.
- [16] LOVE J. D., STEWART W. J., HENRY W. M., BLACK R. J., LACROIX S., and GONTHIER F., (1991), "Tapered single-mode fibres and devices: Part 1. Adiabaticity criteria", IEE Proc. Pt.J: Optoelectronics, Vol. 138, No. 5, pp. 343-354.

- [17] BLACK R. J., GONTHIER F., LACROIX S., LAPIERRE J., and BURES J., (1987), "Tapered fibers: an overview", (invited paper) Symposium on Fiber Optics and Optoelectronics, O-E/Fibers'87, (ed. V. J. Tekippe, ), San Diego, pp. 2-19.
- [18] DAXHELET X., MACIEJKO R., LACROIX S., and BURES J., (1992), "Interféromètre modal tout-fibre insensible en température", ACFAS'92, (ed. , ), Université de Montréal, Québec, pp. 424.
- [19] GONTHIER F., LACROIX S., BLACK R. J., and BURES J., (1988), "Compact all-fiber wavelength filter synthesis for 1300/1550nm demultiplexing isolation", Symposium on Fiber Optic Applications and Coherent Lightwave Communications, (ed. P. M. Kopera and H. R. D. Sunak, ), Boston, pp. 22-26.
- [20] DAXHELET X., (1990), "Réalisation et étude de filtres spectraux intégrés aux fibres optiques unimodales", M. Sc. A., Ecole Polytechnique de Montréal.
- [21] GONTHIER F., LACROIX S., DAXHELET X., BLACK R. J., and BURES J., (1988), "Compact all-fiber wavelength filter synthesis for 1300/1550nm demultiplexing isolation", Symposium on Fiber Optic Applications and Coherent Lightwave Communications, (ed. P. M. Kopera and H. R. D. Sunak, ), Boston, pp. 22-26.
- [22] SYMON A., LACROIX S., and BURES J., (1996), "Dense all-optical fiber WDM by means of a Mach-Zehnder interferometer", SPIE, Functional Photonic and Fiber Devices, (ed. M. N. A. S. Iraj Najafi, ), San Jose, CA, pp. 114-122.
- [23] MALO B., BILODEAU F., HILL K. O., JOHNSON D. C., and ALBERT J., (1989), "Unbalanced dissimilar-fiber Mach-Zehnder interferometer: application as filter", Electron. Lett., Vol. 25, No. 21, pp. 1416-1417.
- [24] BURES J., RICARD D., LACROIX S., (1994), "All-fiber dense Wavelength Division Multiplexers", SPIE, Opto-electronic science and engineering (ICOESE'94), Beijing, China, Vol. 2321, pp. 455-457.

- [25] LACROIX S., GONTHIER F., RICARD D., and BURES J., (1993), "Multiplexeurs tout-fibre serrés en longueur d'onde", Treizièmes Journées d'Optique Guidée, (ed. ENSPM, S. Huard), Marseille (France), pp. 41-1,2&3.
- [26] SYMON A., (1996), "Etude et réalisation de démultiplexeurs tout-fibre optique serrés en longueur d'onde", M.Sc.A, Ecole Polytechnique.
- [27] HILL K. O., FUJII Y., JOHNSON D. C., and KAWASAKI B. S., (1978), "Photosensitivity in optical fibre waveguides: application to reflection filter fabrication", Appl. Phys. Lett., Vol. 32, No. 10, pp. 647-649.
- [28] MELTZ G., MOREY W. W., and GLENN H. W., (1989), "Formation of Bragg Grating in optical fibers by a tranverse holographic method", Optics letters, Vol. 14, No. 15, pp. 823-825.
- [29] HILL O. K., MALO B., BILODEAU F., JOHNSON C. D., and ALBERT J., (1993), "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure though a phase mask", Appl. Phys. Lett., Vol. 10, No. 62, pp. 1035-1037.
- [30] ANDREWS M. P., (1997), "Photosensitive Optical Materials ans Devices", , vol. 2998. San Jose, California: SPIE The International Society for Optical Engineering, pp. 356.
- [31] JUMA S. K., KUNG P., and CLARK C., (1997), "Impact of the phase mask technique in guided wave device production", SPIE Integrated optics devices: potential for commercialization, Vol. 2997, No., pp. 284-295.
- [32] ARCHAMBAULT J.-L., RUSSEL P. S. J., BARCELOS S., HUA P., and REEKIE L., (1994), "Grating-frustrated coupler: a novel channel-dropping filter in single-mode optical fiber", Optics Lett., Vol. 19, No. 3, pp. 180-183.
- [33] DONG L., HUA P., BIRKS A. T., REEKIE L., and RUSSELL P. S. J., (1996), "Novel Add/Drop Filters for Wavelength-Division-Multiplexing Optical Fiber

Systems Using a Bragg Grating Assisted Mismatched Coupler", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 8, No. 12, pp. 1656-1658.

[34] BAUMANN I., SEIFERT J., NOWAK W., and SAUER M., (1996), "Compact All-Fiber Add-Drop Multiplexer Using Fiber Bragg Gratings", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 8, No. 10, pp. 1331-1333.

[35] JOHNSON D. C., HILL K. O., BILODEAU F., and FAUCHER S., (1987), "New design concept for a narrowband wavelength-selective optical tap and combiner", Electronics Letters, Vol. 23, No. 13, pp. 668-669.

[36] CULLEN T. J., ROURKE H. N., CHEW C. P., BAKER S. R., BRICHENO T., BYRON K. C., and FIELDING A., (1994), "Compact all-fiber wavelength drop and insert filter", Electronics Letters, Vol. 30, No. 25, pp. 2160-2162.

[37] BILODEAU F., JOHNSON C. D., THÉRIAULT S., MALO B., ALBERT J., and HILL K. O., (1995), "An All-Fiber Dense-Wavelength-Division Multiplexer/Demultiplexer Using Photoimprinted Bragg Gratings", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 7, No. 4, pp. 388-390.

[38] LEMAIRE P., ATKINS R. M., MIZRAHI V., and REED W. A., (1993), "High pressure H<sub>2</sub> loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO<sub>2</sub> doped optical fibers", Electron. Lett., Vol. 29, No. 13, pp. 1191.

[39] BAKHTI, F., SANSONETTI, P., SINET, C., MARTINEAU, L., LACROIX, S., DAXHELET, X., GONTHIER, F., (1997), "Optical add/dropp multiplexer based on UV-written Bragg grating in a fused 100% coupler", Electron. Lett., Vol. 33, No. 9, pp. 803.

## ANNEXE A

### CARACTÉRISTIQUES DES FIBRES UTILISÉES

#### A-1 Fibres à gaine uniforme

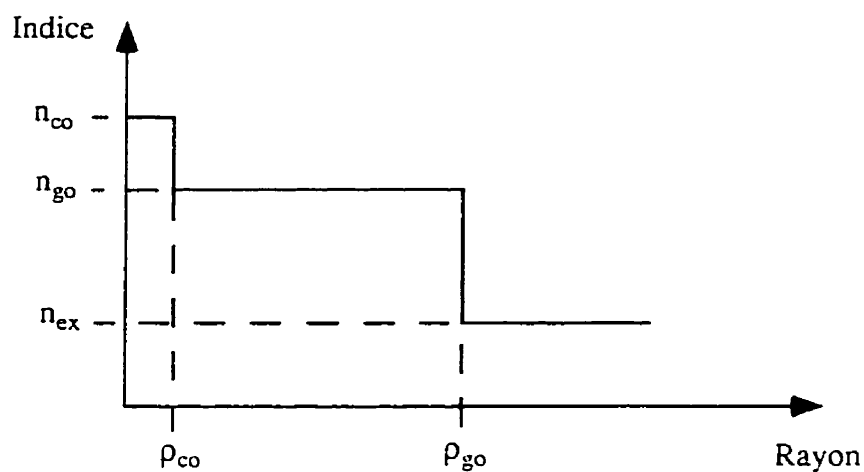


Figure A.1 : Profil d'indice de fibres à gaine uniforme.

Tableau A.1 : Caractéristiques de la fibre Coming SMF-28.

Paramètres de la fibre	Valeurs
$\rho_{co}$	4,5 mm
$\rho_{go}$	62,5 mm
$\Delta n = n_{co} - n_{go}$	0,0045

Tableau A.2 : Caractéristiques de la fibre Flexcore 920.

Paramètres de la fibre	Valeurs
$\rho_{co}$	2,85 mm
$\rho_{go}$	62,5 mm
$\Delta n = n_{co} - n_{go}$	0,0050

## A-2 Fibre à gaine semi-enterrée

Figure A.2 : Profil d'indice de fibres à gaine semi-enterrée.

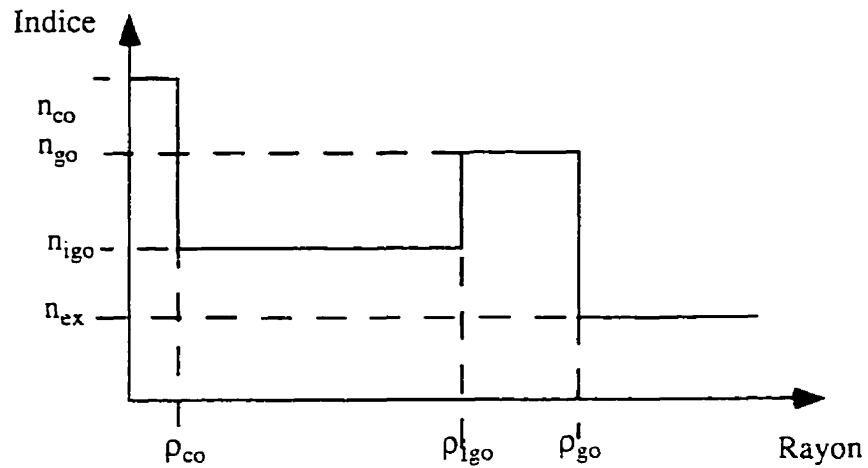


Tableau A.3 : Caractéristiques de la fibre Northern Telecom.

Paramètres de la fibre	Valeurs
$\rho_{co}$	4 mm
$\rho_{igo}$	27 mm
$\rho_{go}$	62.5 mm
$\Delta n_1 = n_{co} - n_{go}$	0,0040
$\Delta n_2 = n_{igo} - n_{go}$	-0,0011



## **ANNEXE B**

### **FABRICATION DE DISPOSITIFS À FIBRES EFFILÉES**

La fabrication des dispositifs à partir de fibres est connue depuis longtemps. Cependant l'amélioration des caractéristiques des composants réalisés passe par un contrôle précis des processus intervenant dans la fabrication. Voilà pourquoi, il est nécessaire de parler des différentes étapes intervenant dans l'élaboration du composant. On évaluera successivement le nettoyage, la mise en place, la normalisation des puissances et le choix de la recette de fabrication. Auparavant, on va rappeler brièvement l'architecture du montage.

#### **B-1 Architecture du montage de fabrication**

Le montage comporte quatre ensembles différents. Les trois premiers sont : l'ensemble permettant la caractérisation optique des composants fabriqués, l'ensemble permettant le contrôle des débits de gaz alimentant la torche servant à l'étirage de la fibre et l'ensemble servant au contrôle des moteurs supportant la torche ainsi que ceux effectuant l'élongation. Un dernier ensemble qui n'entre pas directement dans le processus de fabrication mais qui permet d'observer la fibre avant, pendant et après la fabrication. Les trois premières parties sont reliées par un bus à l'ordinateur qui permet alors de gérer toutes les tâches de façon automatique et donc de façon reproductible.

### **B-1.1 Montage optique**

L'ensemble optique est résumé dans la figure B.1. Il est constitué de deux sources différentes. Une source laser double avec un spectre étroit (deux lasers à semi-conducteurs aux longueurs d'onde des télécommunications, soit environ 1300 et 1550 nm) sert à observer la puissance à une longueur d'onde donnée au cours de l'étirage en l'associant avec deux détecteurs larges bandes (900-1700 nm) et de haute sensibilité (90 dBm). Une source large sert à caractériser la réponse en longueur d'onde du composant sur une plage pouvant aller de 1100 nm à 1700 nm en association avec l'analyseur de spectre optique HP (400-1700 nm). En dehors, les deux diodes servant à fournir la puissance ne donnent pas une assez grande plage dynamique pour disposer d'une observation facile. Une source de lumière blanche peut servir alors en complément. On peut facilement passer d'une étude en longueur d'onde à une mesure de puissance à une longueur d'onde en actionnant les deux commutateurs 1x2. La réserve de fibre évite de faire une épissure avec les sources pour chaque nouveau composant à fabriquer. La partie où l'on fabrique les composants à fibre optique se trouve en pointillés sur la figure B.1. Les détecteurs sont reliés à un système d'acquisition par ordinateur permettant de faire des mesures en temps réel et de traiter les résultats obtenus.

### **B-1.2 Montage d'alimentation en gaz**

La figure B.2 montre la configuration choisie pour l'alimentation en gaz des éléments chauffants, plus précisément ici des torches. Ce dispositif permet d'alimenter en alternance deux torches en propane et en oxygène par l'intermédiaire de commutateurs.

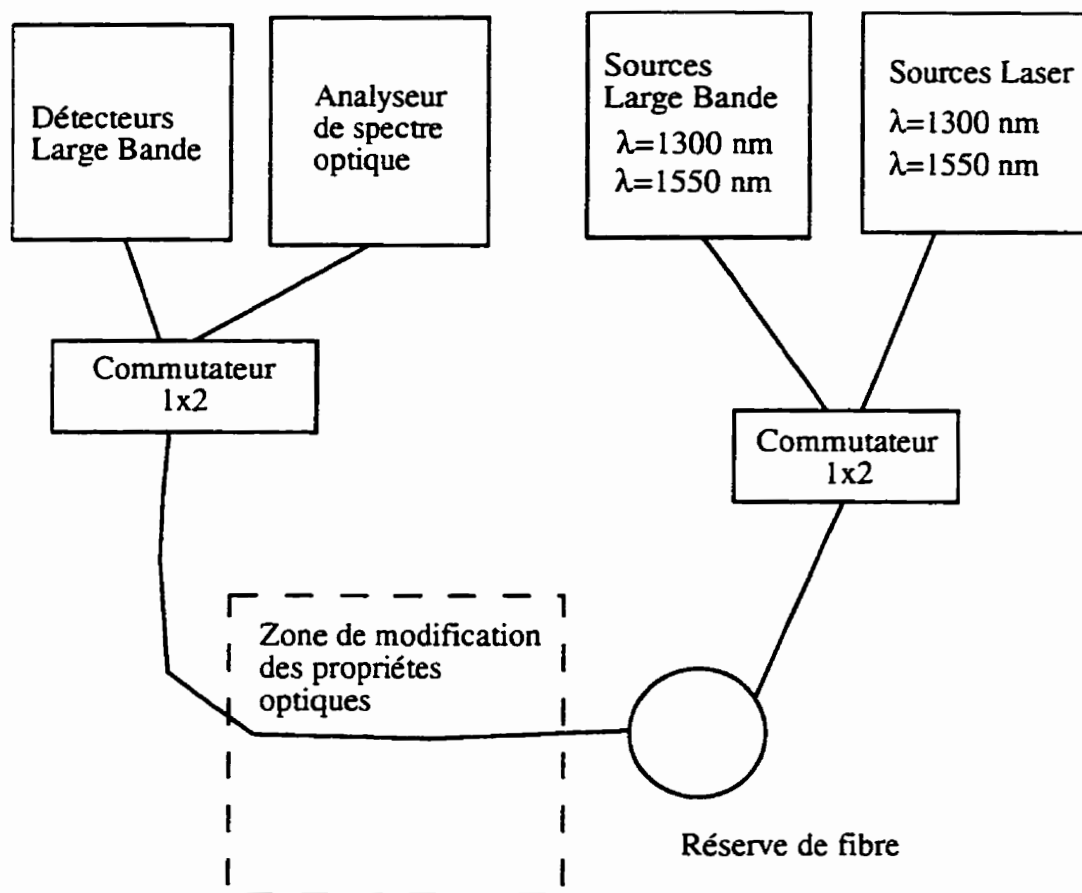


Figure B.1 : Schéma de l'ensemble optique.

Il est possible aussi de contrôler manuellement ou de façon automatique le débit des différents gaz dans les deux torches. Le contrôle précis (environ au dixième de pourcent du débit maximum) du débit du gaz dans les torches est nécessaire pour une meilleure reproductibilité. Le dédoubleage des conduits d'alimentation des 2 torches a permis l'économie de deux contrôleurs de débit, cependant il faut attendre un peu de temps avant d'avoir un régime permanent en commutant d'une torche à l'autre.

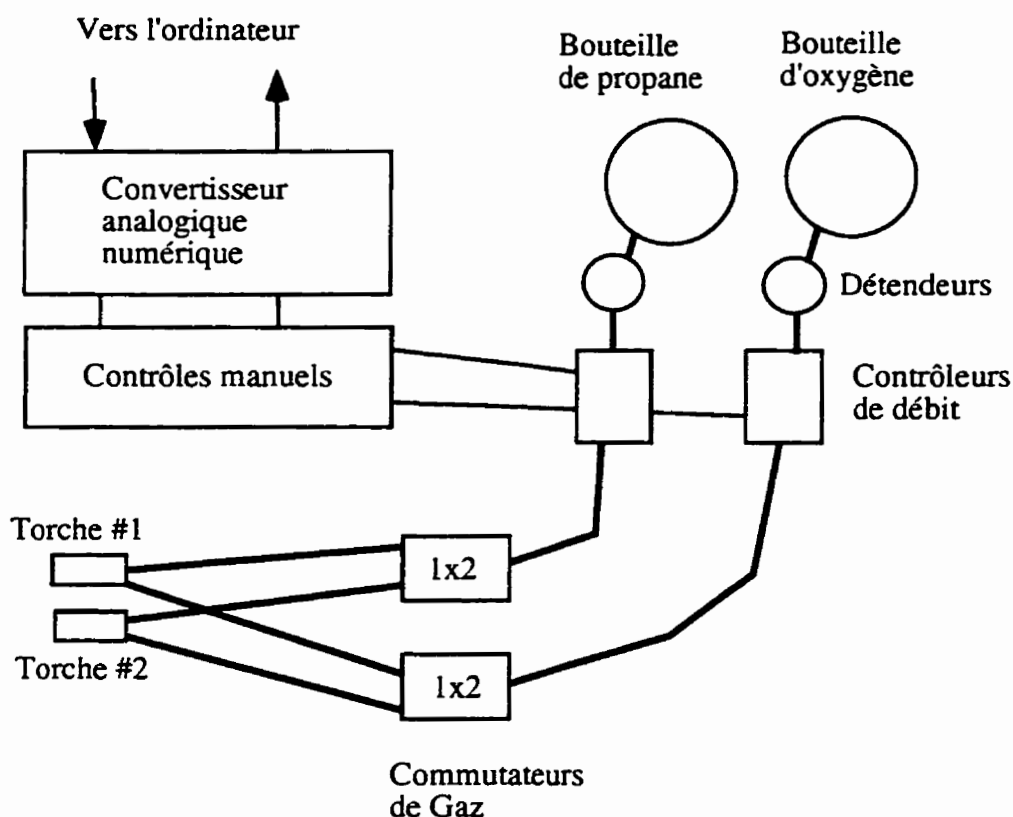


Figure B.2 : Schéma du dispositif d'alimentation des torches.

### B-1.3 Montage d'étirage

La troisième partie et non la moindre concerne le contrôle des moteurs d'étirage et le positionnement des torches par rapport aux fibres. Il est nécessaire de contrôler la position des différents moteurs à  $1\text{ }\mu\text{m}$  près. La figure B.3 donne une vue générale de l'organisation du montage d'élongation. Les deux moteurs d'étirage servent à contrôler le processus d'étirage de la fibre aussi bien à chaud, c'est-à-dire avec la torche allumée, qu'à froid pour un positionnement fin. Les vitesses d'étirage peuvent être différentes ou identiques. La vitesse d'étirage doit être contrôlée assez précisément pour assurer l'équilibre qui existe avec la fibre chauffée. Le positionnement des torches se fait par un assemblage de trois moteurs qui lui assure trois degrés de liberté. Les deux torches sont

montées sur le même support. Elles peuvent être changées, cependant pour une meilleure reproductibilité, il est conseillé de ne pas les démonter. En effet, le positionnement d'une torche sur son support n'est pas très précis. Il faut effectuer une procédure de calibration pour la replacer par rapport à son utilisation usuelle. Sur ce schéma, on ne montre pas les détails de la mise en place de la fibre sur les moteurs d'étirage. Cette opération est rendue possible par l'intermédiaire de pinces qui fixent la fibre ou les fibres sur les chariots entraînés par les moteurs.

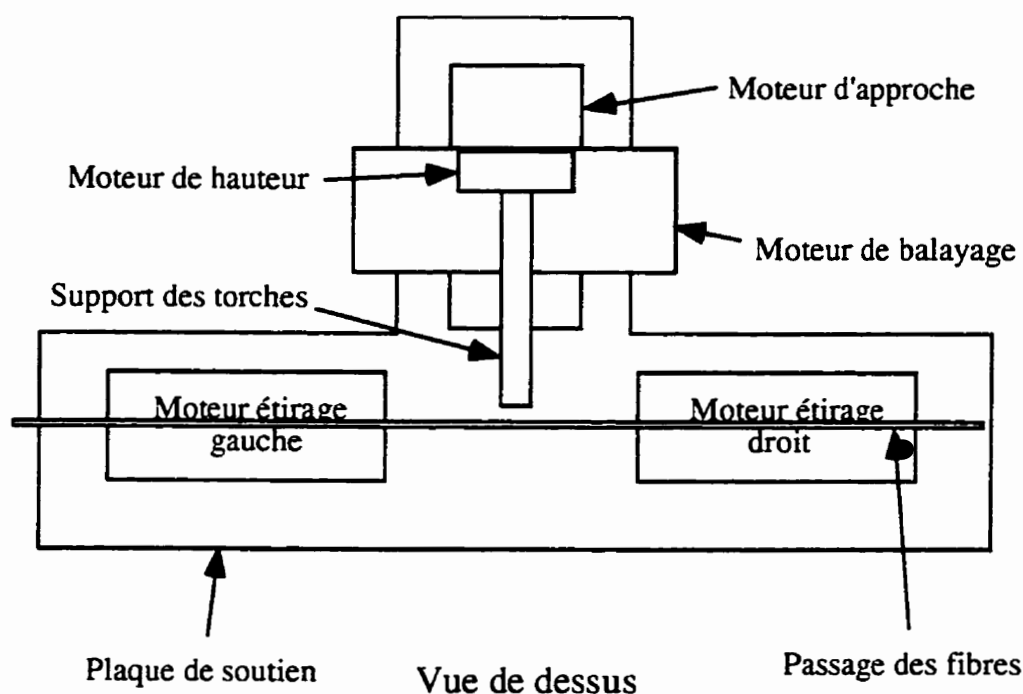


Figure B.3 : Schéma du montage d'étirage.

### B-1.4 Montage de contrôle visuel

Pour comprendre plus facilement les problèmes rencontrés lors de la manipulation des fibres, il est nécessaire d'avoir une vision rapprochée des fibres. On y voit les déformations dues aux mauvais choix des paramètres expérimentaux ainsi que les

poussières et saletés qui empêcheraient la réalisation d'un bon composant. Voilà pourquoi le montage expérimental est équipé d'un microscope placé juste au-dessus des fibres. Son optique nécessite aussi une protection contre les températures élevées régnant au-dessus de la torche pendant l'étirage. L'éclairage nécessaire à une vision correcte est implanté directement dans le microscope mais aussi en dessous. Ces deux éclairages permettent une vision complémentaire en transmission et en réflexion. Le descriptif de l'ensemble du contrôle visuel est représenté dans la figure B.4. Le microscope est muni d'une caméra et d'un écran permettant un contrôle plus facile des diamètres des fibres pendant la fusion et la possibilité de prise d'images. Le tout est monté sur un axe de translation parallèle à l'axe de la fibre. Il permet de contrôler des composants de toutes les longueurs ainsi que des parties importantes du montage.

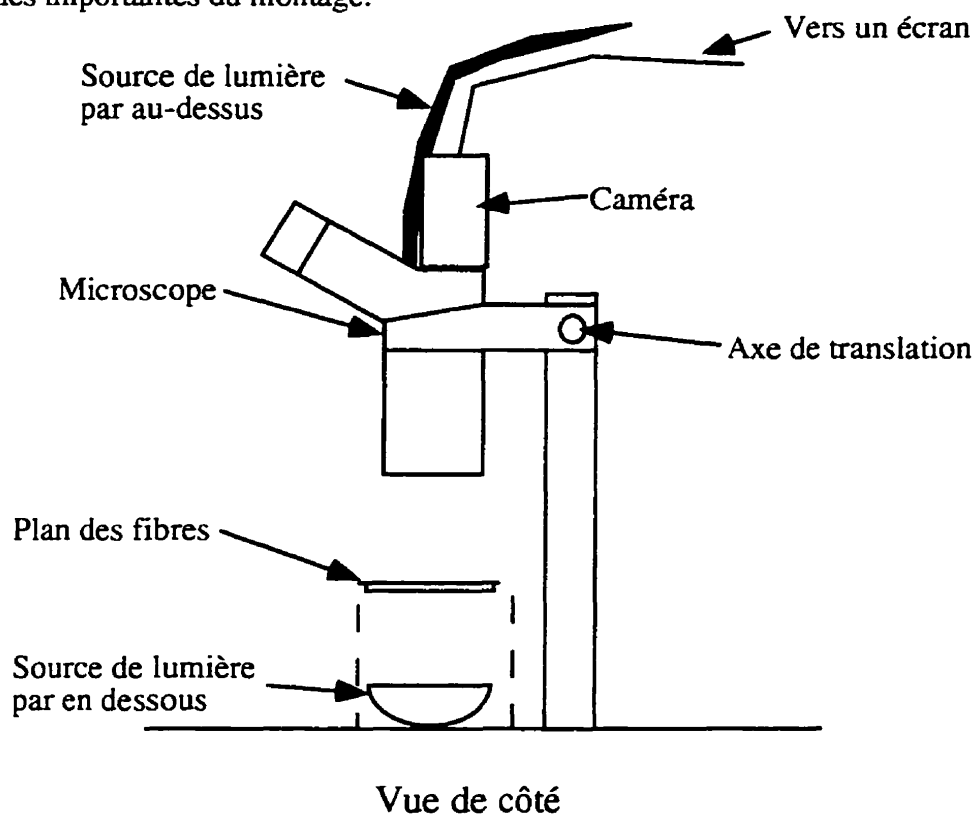


Figure B.4 : Descriptif du montage de contrôle visuel.

## **B-2 Processus de fabrication**

Après avoir abordé les grandes parties du montage, on va discuter des différentes étapes de fabrication. On peut dénombrer cinq grandes étapes pour la fabrication de n'importe quel type de composant.

### **B-2.1 Nettoyage des fibres**

La première étape consiste à nettoyer les fibres. Cette étape peut sembler peu importante mais elle conditionne fortement la réussite d'un bon composant, en particulier les dispositifs utilisant plusieurs fibres comme les coupleurs 2x2. Les parties des fibres devant fusionner ensemble doivent être parfaitement propres. Si cette condition n'est pas respectée à un endroit du coupleur, cette partie ne va pas fusionner avec le reste, ce qui entraînera des pertes importantes à cause des courbures occasionnées par la non fusion. Le nettoyage s'effectue en deux étapes. La première étape consiste à retirer la gaine plastique de la fibre. Cette opération peut être effectuée avec une pince servant à dégainer les fibres ou avec une lame de rasoir qui entame suffisamment la fibre suivant la tranche pour pouvoir attaquer par la suite la gaine interne de la gaine plastique avec de l'acétone ou du chloroforme. La deuxième étape vise à nettoyer la surface de la fibre en silice. Pour cela, on peut utiliser plusieurs produits comme le méthanol ou l'acétone ou même de l'acide dans des cas extrêmes. Les fibres fabriquées dans le commerce ne se comportent pas toutes de la même façon. Il faut éventuellement adapter le processus de nettoyage à chaque type de fibre. La manipulation de nettoyage se fait en gardant les fibres connectées avec le détecteur. Cela permet de détecter d'éventuels bris pendant la manipulation. Il est nécessaire de faire un contrôle de la propreté des fibres avec le microscope avant de passer à l'étape suivante.

## B-2.2 Mise en place des fibres

La deuxième étape est aussi très importante pour réaliser les composants à plusieurs fibres. Le problème majeur rencontré lors de la mise en place des fibres avant l'étirage est la tension. En effet, bien que les fibres semblent être parfaitement mises en place (généralement parallèles et collées pour plusieurs fibres), il peut y régner une tension non négligeable. Cette tension n'intervient pas au moment du positionnement des fibres mais lorsque les fibres sont chauffées. Si les contraintes auxquelles sont soumises les fibres sont trop importantes, elles vont être libérées lorsque la température augmentera. Pour la fibre effilée simple, la courbure de la fibre obtenue au moment de son contact avec la flamme peut être rattrapée lors de l'étirage. Pour les coupleurs 2x2 et les interféromètres de Mach-Zehnder, l'effet est destructif. En effet, la déformation empêche le contact entre les fibres. Cette fois-ci, le phénomène peut être difficilement rattrapé, et le composant est définitivement perdu. En général, pour éviter ces problèmes, il faut s'assurer que les tensions sont égales dans les deux fibres par un système de poids ou en essayant d'égaliser les efforts s'exerçant sur celles-ci en les plaçant dans leur guide. L'effet est pratiquement toujours présent lors de la fabrication ; cependant il peut être amoindri en prenant ces précautions. C'est une des grandes difficultés rencontrées pour réaliser des dispositifs longs comme les interféromètres de Mach-Zehnder. Une fois le problème de tension réglé, on s'assure que les fibres restent en place grâce à de petits poids que l'on place par dessus.



### **B-2.3 Normalisation des puissances**

Une fois les fibres nettoyées et mises en place, ils restent à prendre la normalisation de la puissance. En effet, pour connaître les pertes éventuelles pendant le processus de fabrication il faut mesurer la puissance au préalable. Cette opération comprend aussi bien la mesure de la puissance du laser servant à l'étirage que les réponses en longueur d'onde des différentes branches du coupleur. Cette opération est rapidement réalisée grâce à la configuration du montage optique de la figure B.1 en utilisant les deux commutateurs 1x2. La méthode est sensible à la précision de positionnement des commutateurs. Les entrées des commutateurs sont aussi sujet à des effets de Fabry-Perot avec les fibres clivées ce qui explique une dérive de la normalisation en fonction du temps. Elles sont en effet visibles sur certaines des courbes expérimentales de cette maîtrise. La normalisation de puissance de la première fibre d'un coupleur 2x2 doit se faire avant la mise en place de la deuxième fibre, car la première se trouve coupée de l'ensemble optique au moment du nettoyage de la deuxième. La réponse spectrale des composants peut aussi être obtenue après l'expérience en utilisant la technique de "Cut-Back".

### **B-2.4 Recette expérimentale**

Le terme de recette n'est pas péjoratif. La fabrication des fibres effilées ressemble un peu à une recette de cuisine. En général, plusieurs essais sont nécessaires avant d'atteindre les caractéristiques du composant désiré. La difficulté vient de l'appréciation des propriétés réelles de la flamme par rapport à celles des simulations. On rappelle ici que le modèle théorique développé au chapitre 2 du profil longitudinal de la fibre pendant l'élongation ne tient pas compte de différents phénomènes expérimentaux comme par

exemple les contraintes ou la répartition de la température de la flamme. Toutefois la gestion des différents paramètres des recettes grâce à l'ordinateur rend les résultats plus reproductibles et donc les conclusions en ce qui concerne les réussites des expériences plus faciles.

Une recette comprend tous les différents paramètres d'étirage : la position sur les trois axes de la torche, la position des moteurs d'étirage ainsi que les différentes vitesses de tous les moteurs. On y inclut aussi les débits de gaz. La recette est généralement divisée en plusieurs segments correspondant aux diverses étapes de fabrication.

Pour la fabrication des fibres effilées, les paramètres sont plus faciles à trouver, car dans la plupart des cas la torche est immobile par rapport à la fibre. Il suffit de trouver la bonne distance pour avoir un équilibre entre la force de traction sur la fibre et la résistance de la fibre chauffée. Il est quelquefois nécessaire d'ajouter un balayage à la torche pendant l'élongation pour simuler une flamme plus large. C'est le cas des fibres effilées de l'interféromètre de Mach-Zehnder de la section 4.2 qui doivent être adiabatiques. La fabrication des filtres à partir de deux fibres effilées demande un plus grand nombre d'ajustements car les paramètres de fabrication sont assez précis pour réaliser les caractéristiques voulues (section 3.3). On considère trois étapes différentes : la réduction du diamètre de la fibre, puis la réalisation de la première et deuxième fibre effilée dans cette structure réduite.

Les coupleurs 2x2 nécessitent une étape supplémentaire. Il faut auparavant fusionner les deux fibres ensemble. Le contrôle du degré de fusion se fait par la mesure du temps d'exposition de la fibre à la torche ainsi que par la mesure du diamètre de la

structure pendant la fusion grâce à l'écran. On doit ensuite choisir un balayage de la torche pour respecter les conditions d'adiabaticité du coupleur. On évite ainsi l'excitation des modes d'ordre supérieur.

Les interféromètres de Mach-Zehnder sont les structures les plus complexes à fabriquer car elles comportent au minimum la réalisation de deux coupleurs, ce qui veut dire au moins quatre étapes de fabrication. Dans le cas de l'interféromètre de Mach-Zehnder déphasé avec une fibre effilée il faut effectuer une étape supplémentaire. Le plus important problème de cette structure pendant la fabrication est sa longueur. En effet, on doit laisser la totalité des fibres composant l'interféromètre suspendue au-dessus de la torche. Sous l'effet de son poids et de la chaleur la structure a alors tendance à se déformer. Un choix judicieux du déplacement des moteurs d'étirage et de balayage permet d'éviter ce problème.

## **B-2.5 Emballage**

Les précédentes discussions concernent la réalisation de composants. Dans l'emballage, on considère la conservation de leurs propriétés dans le temps. Comme l'opération d'effilage de la fibre rend le composant sensible aux conditions extérieures à cause des courbures qu'il pourrait subir et aussi à cause de sa fragilité, on doit l'enfermer dans un matériau rigide. Il faut alors prendre en compte les coefficients de dilatation thermique de ces matériaux pour éviter les tensions ou les courbures qui pourraient modifier la transmission. On choisit en général le même genre de matériau que la fibre elle-même, c'est-à-dire un verre ayant le même coefficient de dilatation thermique. Pour la fixer à ce matériau, il est aussi nécessaire d'avoir un liant. Là encore se pose le problème

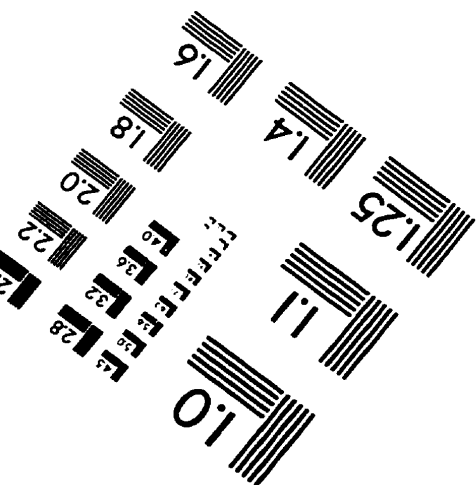
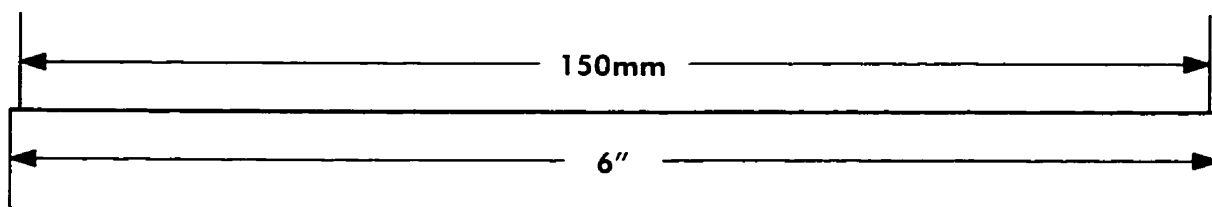
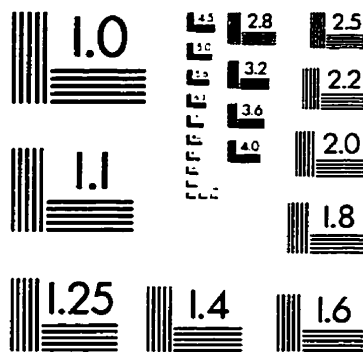
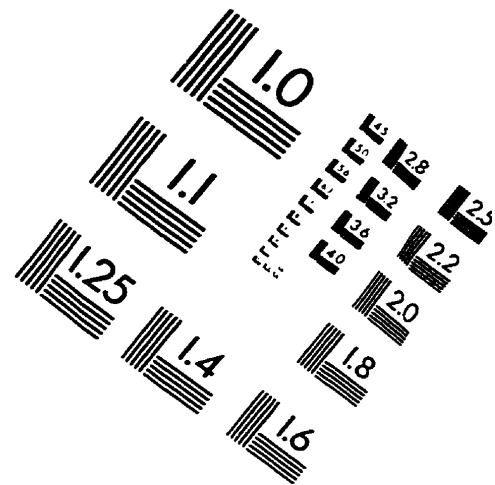
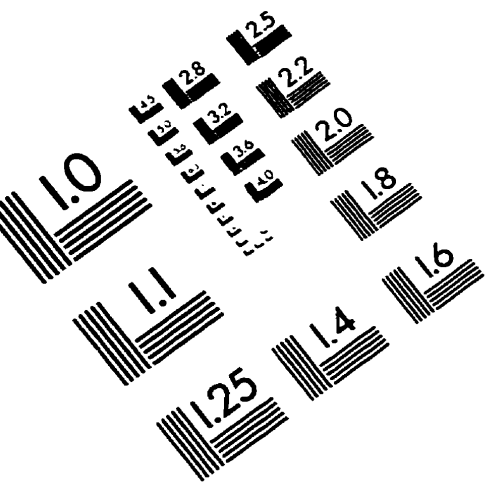
des contraintes dues à la colle. Certains utilisent de la poudre de verre qui lorsqu'elle est chauffée lie les deux constituants. Pour la majeure partie des composants il suffit d'une simple colle qui polymérise à la lumière ultraviolette (colles epoxys). Cependant pour certaines applications où la température est supérieure à une cinquantaine de degrés Celsius, on utilise un liant différent, car la colle sensible à l'ultraviolet se dégrade et devient pâteuse. En général, une colle thermique peut alors faire l'affaire. Dans cette maîtrise, la majeure partie des composants a été emballée avec de la colle sensible à l'ultraviolet. Pour la commercialisation, on doit de plus enfermer le composant dans une enveloppe métallique pour le protéger de la poussière, des chocs et de l'humidité. Une coupe de ce type d'emballage est fournie dans le chapitre 4.

## ANNEXE C

### PUBLICATIONS DE L'AUTEUR LIÉES À CE MÉMOIRE

- [1] Martineau, L., Lacroix, S., Daxhelet, X., Ricard, D., Bures, J. and Gonthier, F., (1997), "High isolation 1480-1550 nm WDM in singlemode fused fibers", SPIE Photonics West'97, Integrated Optics Devices : Potential for commercialisation, (ed. S.I. Najafi, M. N. Armenise) San Jose, CA, Vol. 2997, p326-334
  
- [2] Bakhti, F., Sansonetti, P., Sinet, C., Martineau, L., Lacroix, S., Daxhelet, X., Gonthier, F., (1997), "Optical add/dropp multiplexer based on UV-written Bragg grating in a fused 100% coupler", Electron. Lett., Vol. 33, No. 9, pp. 803.
  
- [3] Martineau, L. Lacroix, S., (1997), "Fabrication of highly Ge-doped fibre couplers by fusion-tapering technique", Electron. Lett., Vol. 33, No. 9, pp. 798.

# IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)



APPLIED IMAGE, Inc.  
1653 East Main Street  
Rochester, NY 14609 USA  
Phone: 716/482-0300  
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved

